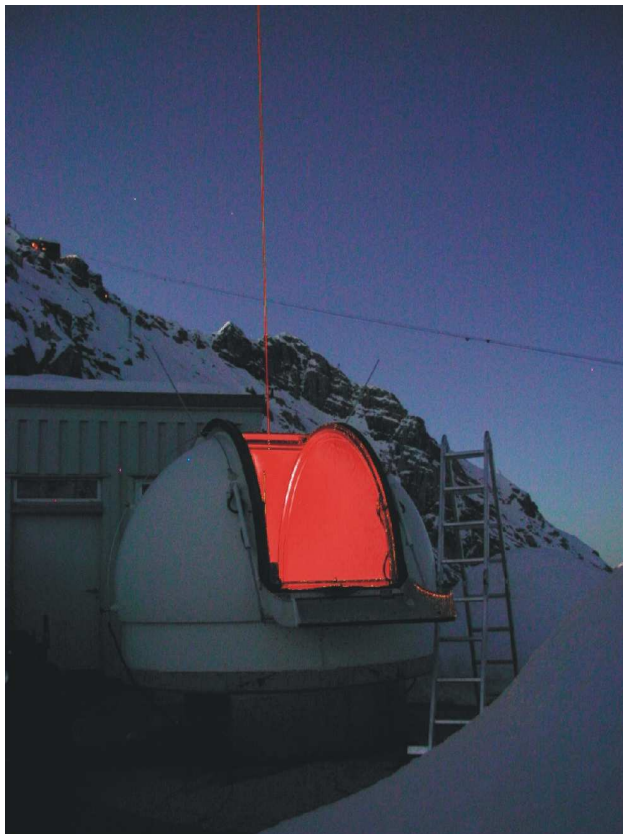




Hannes Vogelmann

Entwicklung und Aufbau eines Hochleistungs-Wasserdampf-LIDAR-Systems auf der Zugspitze



Dissertation
Garmisch-Partenkirchen, 2005-11-03

Ausgeführt am IMK-IFU
Institut für atmosphärische Umweltforschung
Forschungszentrum Karlsruhe in der Helmholtz-Gemeinschaft

Erster Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Seiler
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Achim Wixforth

Tag der mündlichen Prüfung: 21. März 2006

Zusammenfassung

Wasserdampf ist der klimawirksamste Bestandteil der Atmosphäre und liefert mit einem Anteil von 2/3 den weitaus wichtigsten Beitrag zum gesamten Treibhauseffekt. Es wird heftig darüber diskutiert, in welchem Maß Wasserdampf dabei den hauptsächlich durch die Emission von Kohlendioxid verursachten anthropogenen Treibhauseffekt verstärkt. Insbesondere in der oberen Troposphäre reagiert das Klima außerordentlich empfindlich auf Änderungen der Wasserdampfverteilung, weil die Atmosphäre für die langwellige, vom Wasserdampf absorbierte Wärmestrahlung erst in diesen Höhen transparent wird, so dass eine direkte Abstrahlung in den Weltraum möglich ist. Es werden daher genaue Messungen der vertikalen Wasserdampfverteilung in der freien Troposphäre gefordert, um hier die zeitliche Entwicklung ermitteln zu können. Die bisher üblichen Messverfahren mit Radiosonden erwiesen sich dafür als zu unpräzise.

Der Einsatz von LIDAR-Systemen bietet für derartige Messungen ein enormes Potential, allerdings muss die Messtechnik hierfür erheblich weiterentwickelt werden. Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines differentiellen Absorptions-LIDARs (DIAL), mit dem erstmals die vertikale Wasserdampfverteilung in der gesamten freien Troposphäre bis zu 12 km Höhe mit dem von der Klimaforschung geforderten relativen Messfehler von weniger als 5% und einer vertikalen Auflösung von 50 m bis 300 m gemessen werden kann. Das Wasserdampf-DIAL beruht auf der Aussendung kurzer intensiver Laserpulse (hier: ca. 2 ns, 250 MW) im nahen Infrarot (817 nm) auf zwei verschiedenen Wellenlängen, die so gewählt sind, dass sie spezifisch von Wasserdampf absorbiert, beziehungsweise nicht absorbiert werden. Mit dem LIDAR-Empfänger wird zeitlich aufgelöst das aus der Atmosphäre zurückgestreute Licht analysiert. Aus der differentiellen Absorption und der Lichtlaufzeit, können anschließend Vertikalprofile der Wasserdampfkonzentration berechnet werden.

Um die Anforderungen eines Messbereichs bis 12 km Höhe auch bei Tageslicht und unter verschiedenen atmosphärischen Bedingungen zu erfüllen, wurde ein einzigartiges, weit abstimmbares Einmodenlasersystem entwickelt, welches gegenüber den bisher für solche Zwecke zur Verfügung stehenden Systemen eine erheblich höhere Pulsenergie liefert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde bereits die außerordentlich hohe Pulsenergie von 250 mJ erzielt, die in der nachfolgenden Entwicklung noch bis auf etwa 700 mJ gesteigert werden soll. Darüber hinaus zeichnet sich das hier entwickelte Lasersystem durch eine exzellente Schmalbandigkeit (200 MHz), spektrale Reinheit ($> 99.9\%$) und Stabilität der Wellenlänge (± 35 MHz) bei einem gleichzeitig weiten Abstimmbereich von 750 nm bis 950 nm aus. Dies wird durch den Einsatz optisch parametrischer Oszillatoren (OPO) erreicht. Die zunächst noch schwachen Laserpulse aus den OPOs werden anschließend in einem regenerativen blitzlampengepumpten Titan:Saphir-Laserverstärker auf die Ausgangspulsenergie verstärkt. Das LIDAR-Empfangssystem besteht aus einem 0.65 m großen Empfangsteleskop, einer Detektionseinheit mit einer Aufteilung in Nah- und Fernbereichskanäle und Avalanche-Fotodioden (APD), sowie einer Messwerterfassung mit Transientenrekordern.

Als Standort für das System wurde die Umweltforschungsstation Schneefernerhaus auf der Zugspitze in 2675 m Höhe gewählt. In dieser Höhe sind Messungen meist außerhalb der feuchten Grenzschicht und oberhalb der im Herbst und Winter häufigen Hochnebeldecke möglich. Das Wasserdampf-DIAL befindet sich im Test- und Validierungsbetrieb und hat seine Funktionstauglichkeit bereits unter Beweis gestellt. So konnte neben der Aufnahme von Wasserdampfprofilen mit der vollen Reichweite auch eine stratosphärische Intrusion im Feuchteprofil nachgewiesen werden. Der Schwerpunkt der Arbeiten bis zur Aufnahme des operationellen Betriebs liegt derzeit vor allem noch in der Weiterentwicklung der Auswertungsalgorithmen, wozu eine genauere Analyse der stark von Druck und Temperatur abhängigen Eigenschaften der Wasserdampfabsorptionslinien sowie vergleichende Messungen mit anderen Systemen (Radiosonden, Dropsonden, Messflüge, Fourier-Transformspektrometer) erforderlich sind. Darüber hinaus ist die Weiterentwicklung der Lasertechnik geplant. Neben der Aufnahme von Langzeittrends soll das neue Wasserdampf-DIAL auf der Zugspitze auch zur Untersuchung einzelner meteorologischer Ereignisse (stratosphärische Intrusionen) sowie der laufenden Validierung satellitengestützter Messsysteme dienen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Bedeutung des Wasserdampfs	1
1.2	Verschiedene Messverfahren	11
1.2.1	Differentielles Absorptions-LIDAR (DIAL)	11
1.2.2	Raman-LIDAR	11
1.2.3	Fourier-Transform-Spektrometrie (FTS)	11
1.2.4	Mikrowellen-Radiometer	12
1.2.5	Satellitengestützte Messungen	12
1.2.6	Vor-Ort-Messverfahren	13
1.2.7	Flugzeugmessungen	14
1.2.8	Radiosonden	15
2	Entwicklung des Wasserdampf-LIDARs auf der Zugspitze	17
2.1	Zielsetzung und Anforderungen	17
2.2	Funktionsprinzip des Wasserdampf-DIALs	18
2.3	Theoretische Grundlagen	21
2.3.1	Lichtausbreitung in der Atmosphäre	21
2.3.2	Das DIAL-Prinzip	28
2.3.3	Wasserdampfmessungen	30
2.4	Entwicklung des Lasersystems	38
2.4.1	Weit abstimmbare Einmoden-Pulslaser	39
2.4.2	Aufbau des Lasersystems	43
2.4.3	Optisch parametrische Oszillatoren (OPO)	44
2.4.4	Verbesserungen am OPO-System	54
2.4.5	Bandbreitenbestimmung am Fourier-Transform-Limit	64
2.4.6	Titan:Saphir-Laserverstärker (TiSA)	68
2.5	Aufbau des LIDAR-Empfängers	93
2.5.1	Optischer Aufbau	93
2.5.2	Signalverarbeitung mit Transientenrekordern	98
2.5.3	Messdatenerfassung und Datenauswertung	102
3	LIDAR-Messungen	105
3.1	Standort Schneefernerhaus	105
3.2	Numerische Lösung der DIAL-Gleichung	108
3.2.1	Dynamische Anpassung der Höhenauflösung	110
3.2.2	Berechnung der Absorptionsquerschnitte	111
3.2.3	Bestimmung der Korrekturfaktoren	112
3.3	Reichweite	115
3.4	Nachweis einer Intrusion	115
3.5	Trockenheit in der freien Troposphäre	118
3.6	Hohe Feuchtigkeit und Hintergrundlicht	120
3.7	Vergleich mit Radiosonden-Messungen	121

3.8	Vermessung von Absorptionslinien	123
3.9	Spektrale Reinheit	124
4	Ausblick	125
4.1	Laser-Technik	125
4.2	LIDAR-Empfänger	127
4.3	Auswertungsalgorithmen	128
4.4	Validierung	129
4.5	LIDAR-Messungen	129
4.6	Schlusswort	130
	Veröffentlichungen	132
	Literaturverzeichnis	134
	Danksagung	142

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Bedeutung des Wasserdampfs

Das Erscheinungsbild unseres Planeten ist entscheidend vom Wasser geprägt. 3/4 der Erdoberfläche sind von Wasser und Eis bedeckt. Der größte Teil der Bedeckung mit insgesamt 70.8% entfällt auf die Weltmeere, 3.16% auf die Eisflächen, etwa 0.39% auf die Süßwasserflächen und im Mittel noch einmal etwa 3.1% auf die mit Schnee bedeckten Flächen [Lozan u. a., 2005]. Wolken bedecken im Mittel etwa 60% der Oberfläche. An fast allen Erosionsvorgängen ist Wasser maßgeblich beteiligt und hat somit ebenbürtig neben Vulkanismus und Plattentektonik die Landoberflächen gestaltet. Das Vorhandensein von Wasser war die Voraussetzung für die Entstehung des Lebens auf der Erde. Nur in vor ultravioletem Licht geschützten Wassertiefen konnten sich anfänglich Mikroorganismen entwickeln, denn eine schützende Ozonschicht gab es zu dieser Zeit noch nicht. Diese konnte sich erst durch die Einbringung von Sauerstoff in die Atmosphäre bilden und somit konnten zunächst die oberflächennahen Wasserschichten und später die Landoberflächen lebensfreundliche Bedingungen bieten. Bemerkenswert, dass sämtliches Wasser, das die Landoberflächen geformt hat und Lebensformen außerhalb der Meere erlaubt, als atmosphärischer Wasserdampf von den Ozeanen zu seinen Wirkungsstätten transportiert wurde.

Die gesamte Wassermenge auf der Erde wird auf etwa $1.35 \cdot 10^{18} \text{ m}^3$ geschätzt [Roedel, 2000, S.175]. Die Atmosphäre enthält "nur" etwa $13 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$ des gesamten irdischen Wassers, was dem winzigen Anteil von etwa 10 Millionstel entspricht. Selbst in der Atmosphäre hat Wasser nur den bescheidenen Massenanteil von etwa 0.25%, was einer mittleren Wassersäule von 25 mm gleichkommt (Zum Vergleich: Die Ozeane sind im Mittel 3800 m tief.). Trotz seines geringen Massenanteils ist Wasserdampf der klimawirksamste Bestandteil der Atmosphäre. Der Einfluss des Wasserdampfs auf das Klima an einem Ort definiert sich in erster Linie durch die (den Dampfdruck bestimmende) Temperatur, Wolkenbildung und Niederschlagstätigkeit sowie den maßgeblich von der Wasserdampfkonzentration abhängigen Treibhauseffekt.

Wasserdampf ist das wichtigste Treibhausgas. Über den Treibhauseffekt kann Wasserdampf andere klimatische Einflüsse wie zum Beispiel die von Menschenhand verursachte Klimaerwärmung erheblich verstärken. Eine besondere Rolle spielt die Tatsache, dass Wasser in der Atmosphäre in den verschiedenen Aggregatzuständen vorkommt, denn Kondensation und Niederschlag verhindern letztlich, dass durch den Treibhauseffekt des Wasserdampfs eine fortlaufende Spirale von Klimaaufheizung, weiterer Verdunstung und einem ungebremsen Anstieg der Wasserdampfkonzentration in Gang gesetzt wird. Das Auftreten von Wasser in der Atmosphäre in gasförmiger, flüssiger und fester Form ist darüber hinaus von großer klimatischer Bedeutung, weil durch die in der Atmosphäre stattfindenden Phasenübergänge zwischen den Aggregatzuständen sehr große Mengen latenter Energie freigesetzt oder gebunden werden können. Allerdings liegt fast das gesamte atmosphärische Wasser in der Gasphase, also als Wasserdampf vor. Obwohl Wolken vielfach das Erscheinungsbild der Atmosphäre bestimmen, enthalten sie nur einen sehr kleinen Anteil von etwa 0.25% – 0.3% des atmosphärischen Wassers [Lozan u. a., 2005]. Um auf eine mittlere jährliche

Niederschlagsmenge von etwa 1000 mm zu kommen, muss der atmosphärische Wasserdampf etwa alle 9 bis 10 Tage komplett umgesetzt werden. Der globale Wasserkreislauf mit Mengenangaben ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

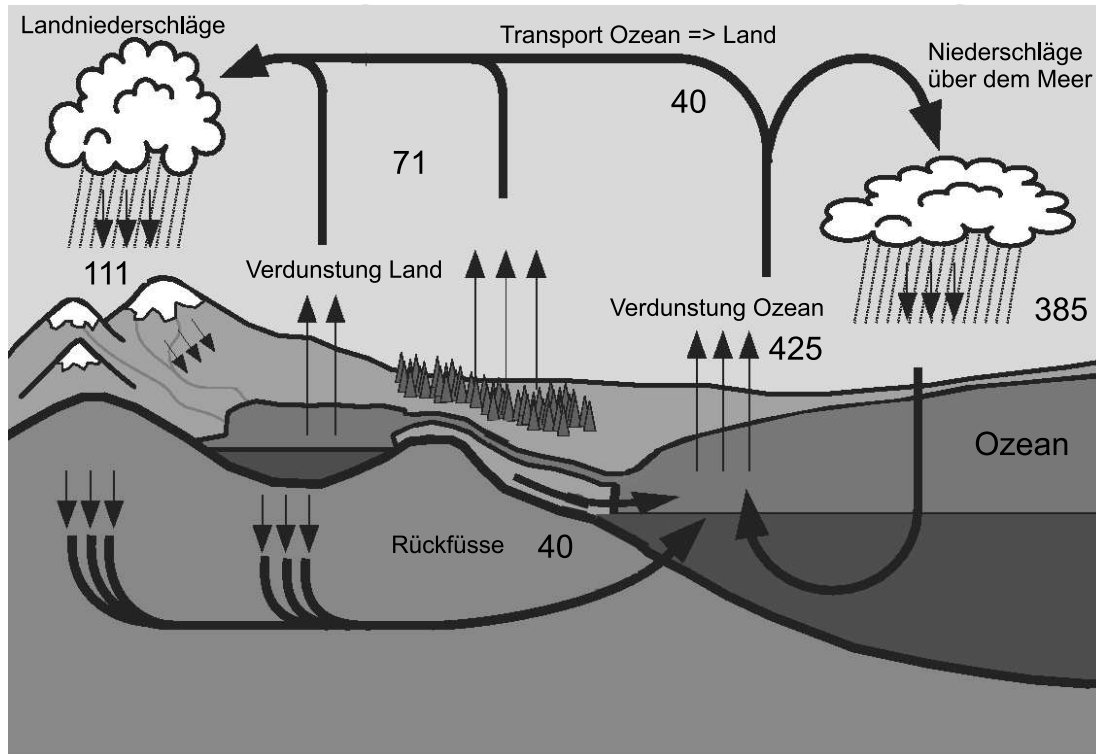


Abbildung 1.1: Der globale Wasserkreislauf gemessen in $1000 \text{ km}^3/\text{Jahr}$. Die Zahlenangaben stammen von Baumgartner und Reichel [1975], sind aber mit großen Unsicherheiten behaftet.

Der atmosphärische Wasserdampf ist sehr inhomogen verteilt. Zum einen nimmt seine Konzentration mit der Höhe stark ab, zum anderen unterliegt die Wasserdampfverteilung starken geografischen Differenzen. Die geografische Verteilung folgt dabei im wesentlichen der Temperatur und zeigt somit auch eine klare saisonale Abhängigkeit (siehe Abb. 1.2, 1.3), da wärmere Luft aufgrund des Clausius-Clapeyronschen Gesetzes mehr Wasserdampf aufnehmen kann. Die Atmosphäre in den Tropen enthält daher etwa dreimal soviel Wasserdampf wie die restliche Atmosphäre. Werden in Tropen in Bodennähe bis zu 19 g je kg Luft gemessen, so liegt dieser Wert in den Polargebieten nur bei etwa 1 g . Die gesamte Säulenhöhe des Wasserdampfs beträgt in den Tropen etwa 50 mm und nimmt mit zunehmender geografischer Breite weitgehend kontinuierlich ab und weist an den Polen nur noch etwa 5 mm auf. Ausnahmen stellen geografische Besonderheiten wie Küsten, Gebirgsketten usw. dar, die lokal zu anderen Verteilungen führen können. Allgemein ist die Wasserdampfgesamtsäule über den Ozeanen größer als über den Kontinenten, da über Land der Nachschub durch Verdunstung kleiner ausfällt.

Noch ausgeprägter zeigt sich die Inhomogenität der Wasserdampfverteilung in der Höhe, wobei auch hier vor allem die mit der Höhe abnehmende Temperatur entscheidend ist. Bezogen auf den Volumenanteil variieren die Werte hier von einigen zehntausend ppm (Millionstel) in Bodennähe bis zu wenigen ppm in der Stratosphäre. Fast die Hälfte des Wasserdampfs befindet sich in niedrigen Höhen bis 1.5 km , etwa 95% unterhalb von 5 km Höhe. Nur etwa $4\% - 5\%$ des atmosphärischen Wassers befinden sich in der oberen Troposphäre und etwa 1% in der Stratosphäre (oberhalb von 12 km in den mittleren Breiten) [Seidel, 2002]. Darüber hinaus bilden sich infolge des Zusammenwirkens von vertikalen und horizontalen Transportprozessen ausgeprägte Schichtungen

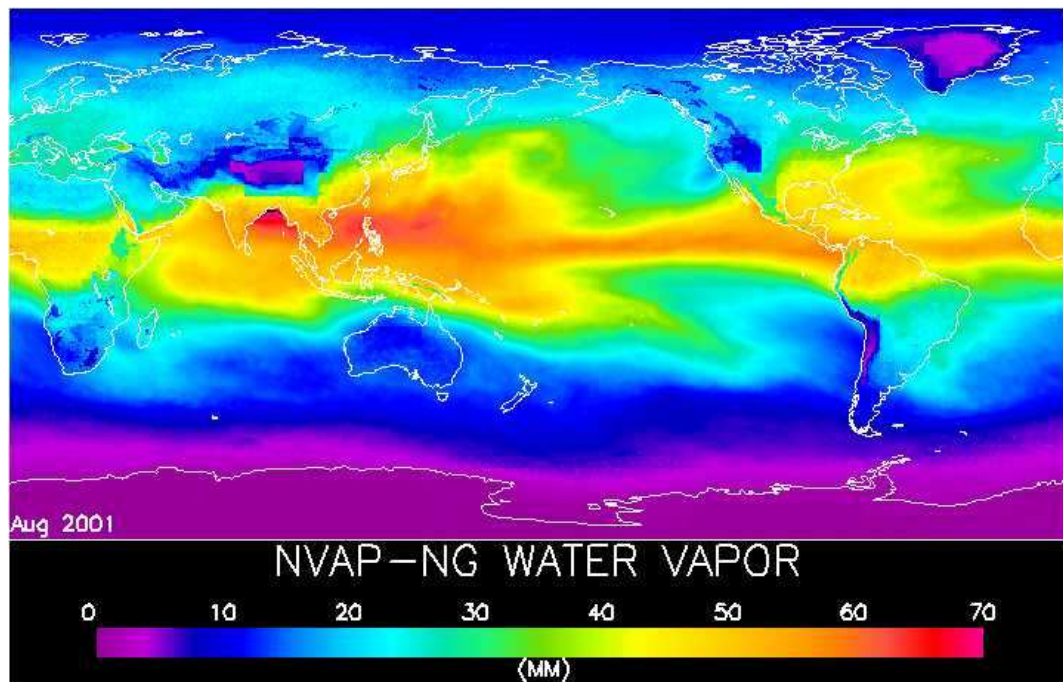


Abbildung 1.2: Die globale Verteilung des Wasserdampfs folgt im wesentlichen der Temperatur. Die größte Menge atmosphärischen Wassers befindet sich mit einer Säulenhöhe von über 40 mm in den Tropen und nimmt zu den Polen hin weitgehend kontinuierlich ab. Ausnahmen stellen geografische Besonderheiten wie das tibetische Hochland oder die Atacama-Wüste in Chile dar. Quelle: NASA, NVAP [2004].

der Wasserdampfverteilung. Dabei stellt insbesondere die tropische Tropopause ein Kältefall für Wasserdampf dar. Die sehr kalten Temperaturen von bis zu -80°C in 18 km Höhe führen zu einem weitgehenden Ausfrieren der Feuchte aus den dorthin aufsteigenden Luftmassen. Da nur in den Tropen ein nennenswerter Vertikaltransport von der Troposphäre in die Stratosphäre stattfindet, gelangt somit nur sehr trockene Luft in die Stratosphäre, wodurch sich die global große Trockenheit der Stratosphäre erklären lässt.

Die Rolle von Wasserdampf als klimawirksamster Bestandteil der Atmosphäre begründet sich neben den großen Energietransportmengen des Wasserkreislaufs vor allem darin, dass Wasserdampf das weitaus wichtigste Treibhausgas ist [Seiler und Hahn, 2001]. Zum gesamten natürlichen Treibhauseffekt von etwa 33 K trägt alleine Wasserdampf den großen Anteil von 20.6 K bei. Das in der öffentlichen Diskussion um den anthropogenen Treibhauseffekt viel häufiger in Erscheinung tretende Kohlendioxid [Friedlingstein und Solomon, 2005] liefert "nur" einen Beitrag von 7.2 K. Weitere Treibhausgase sind Ozon, Distickstoffoxid und Methan mit einem Beitrag von jeweils 2.4 K, 1.4 K und 0.8 K. Der Strahlungshaushalt der Atmosphäre ist in Abbildung 1.4 dargestellt.

Die große Treibhauswirkung erzielt Wasserdampf durch die starken Absorptionsbanden im Wellenlängenbereich zwischen $5\text{ }\mu\text{m}$ und $8\text{ }\mu\text{m}$ mit dem Schwerpunkt bei $6.3\text{ }\mu\text{m}$ und oberhalb von $16\text{ }\mu\text{m}$, die einen großen Teil der Wärmeabstrahlung vom Erdboden absorbieren. Das "Fenster" zwischen den beiden Banden wird teilweise durch eine Breite Bande des Kohlendioxids zwischen $13\text{ }\mu\text{m}$ und $17\text{ }\mu\text{m}$ und einer schmalen Ozonbande bei $9.6\text{ }\mu\text{m}$ geschlossen (siehe Abb. 1.5 und 1.6). Da Wasserdampf aber anders als Kohlendioxid vor allem zum Boden hin konzentriert ist und praktisch fast überall (außer in sehr trockenen Gebieten) in optisch großer Dichte anzutreffen ist, stammt der Treibhausanteil vom Wasserdampf im allgemeinen aus oberflächennahen feuchten Luftschichten, deren Temperatur auch meist nur geringfügig niedriger als die Oberflächentemperatur selbst ist. Im Bereich der Wasserdampfabsorptionsbanden ist die bodennahe Atmosphäre

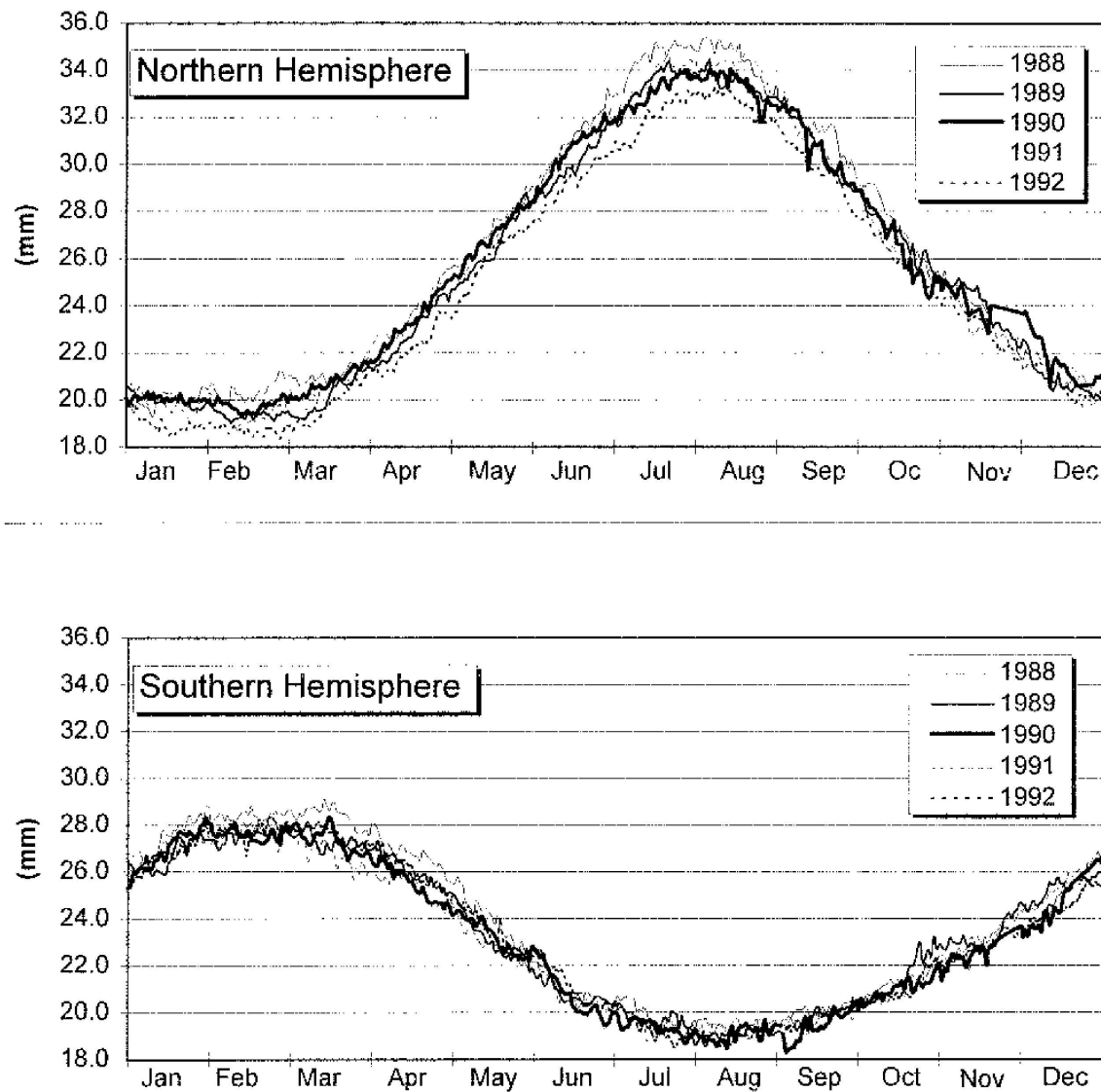


Abbildung 1.3: Deutlich ist der saisonale Wechsel der Feuchtigkeit zwischen Nord- und Südhemisphäre zu erkennen. Die Messwerte für die einzelnen Jahre des Messzeitraums von 1988-1992 weichen nur vergleichsweise gering voneinander ab. Quelle: Randel u. a. [1996].

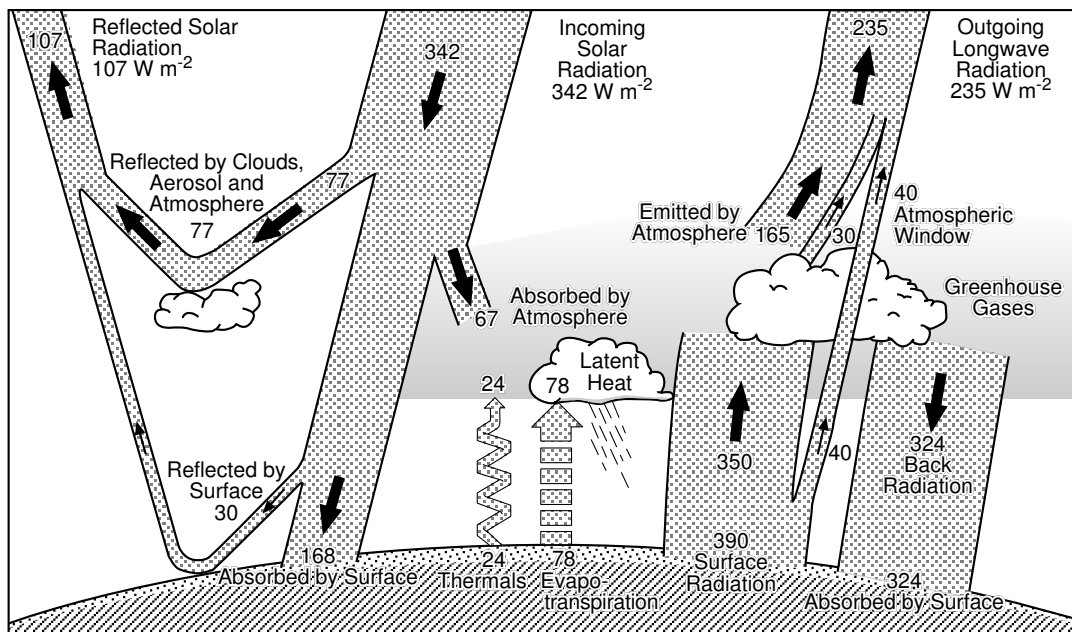


Abbildung 1.4: Strahlungsbilanz der Erde und Treibhauseffekt. Die starke Absorption und Rückstrahlung der Atmosphäre im langwelligen Bereich verursacht einen starken natürlichen Treibhauseffekt. Um die Strahlungsbilanz aufrecht zu erhalten ist eine um 33°C erhöhte Oberflächentemperatur erforderlich. Davon trägt Wasserdampf den größten Anteil von 20.6°C bei. (Abbildung von Kiehl und Trenberth [1997])

für die vom Boden abgestrahlte langwellige Infrarotstrahlung bei normalen Feuchteverhältnissen praktisch "undurchsichtig", und die optische Weglänge liegt typischerweise bei etwa 100 m. Erst in einer Höhe von 6 km bis 10 km wird die Wasserdampfkonzentration so gering, dass im Bereich der Wasserdampfabsorptionsbanden Wärme direkt in den Weltraum abgestrahlt werden kann. In dieser Höhe liegt die Temperatur typisch zwischen -25°C (Sommer, mittlere Breiten) und -55°C (Winter, mittlere Breiten) [LOWTRAN5-Modell, 1989]. Eine Konzentrationserhöhung des Wasserdampfs hat zur Folge, dass die Abstrahlung in den Weltraum erst aus höheren und somit zunächst kälteren Schichten möglich ist. Um die Strahlungsbilanz (siehe Abb. 1.4) aufrechtzuerhalten, muss aber die Strahlungstemperatur erhalten bleiben, was für den Strahlungstransport bedeutet, dass die tieferliegenden Schichten und somit auch die Oberfläche wärmer werden müssen. Deshalb reagiert das Klimasystem gerade in diesem Höhenbereich besonders empfindlich auf Änderungen der Wasserdampfverteilung, obwohl sich nur etwa 4% – 5% des atmosphärischen Wassers in der oberen Troposphäre zwischen 5 km und 12 km (mittlere Breiten) befinden. Darüber hinaus ist die Bildung von Zirruswolken in großen Höhen eng mit den dortigen Feuchteverhältnissen verknüpft. Da auch Zirruswolken einen großen Einfluss auf die Strahlungsbilanz haben, wird die Klimarelevanz der Wasserdampfverteilung in der oberen Troposphäre zusätzlich verstärkt. Entsprechend reagieren auch Klimamodelle besonders empfindlich auf die eingehende Wasserdampfverteilung in der oberen Troposphäre, so dass schon geringe Veränderungen gravierenden Einfluss auf die Ergebnisse von modellierten Klimavorhersagen haben [Harries, 1997].

Wasserdampf hat eine deutlich positive Rückkopplung auf eine Erwärmung des Klimas [Seidel, 2002; Hansen und Lacis, 1991]. Eine Erwärmung führt zu einer stärkeren Verdunstung und somit

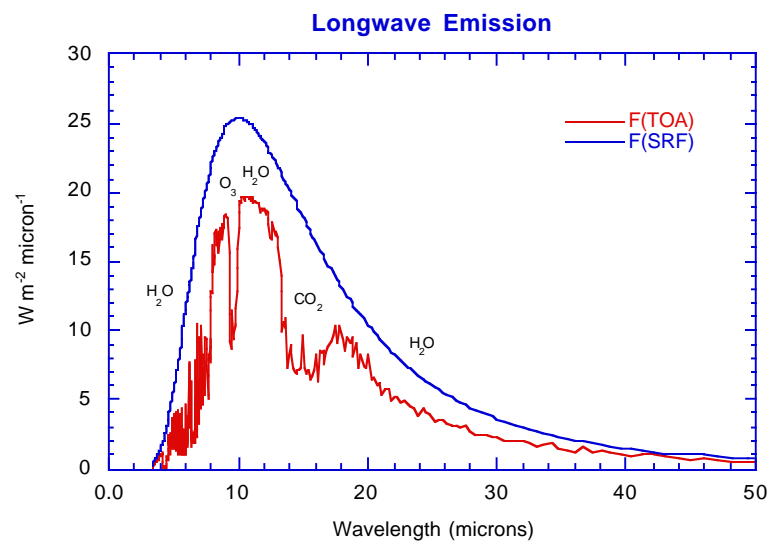


Abbildung 1.5: Schwarzkörperstrahlung der Erdoberfläche (obere Kurve) und das was nach Absorption durch die Treibhausgase an der Grenze zum Weltraum noch davon übrig ist (untere Kurve). (Abbildung von Kiehl und Trenberth [1997])

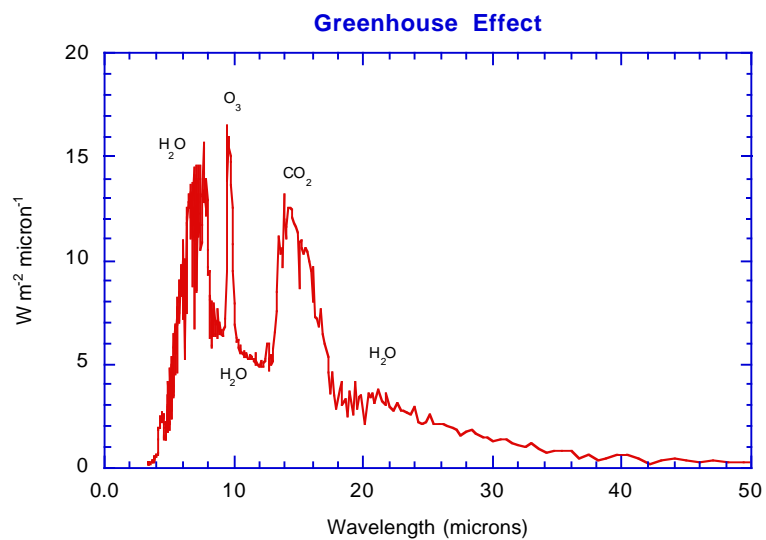


Abbildung 1.6: Die Differenz aus Schwarzkörperstrahlung und Strahlungsspektrum am oberen Rand der Atmosphäre zeigen den Treibhauseffekt der von Wasserdampf und Kohlendioxid dominiert wird. (Abbildung von Kiehl und Trenberth [1997])

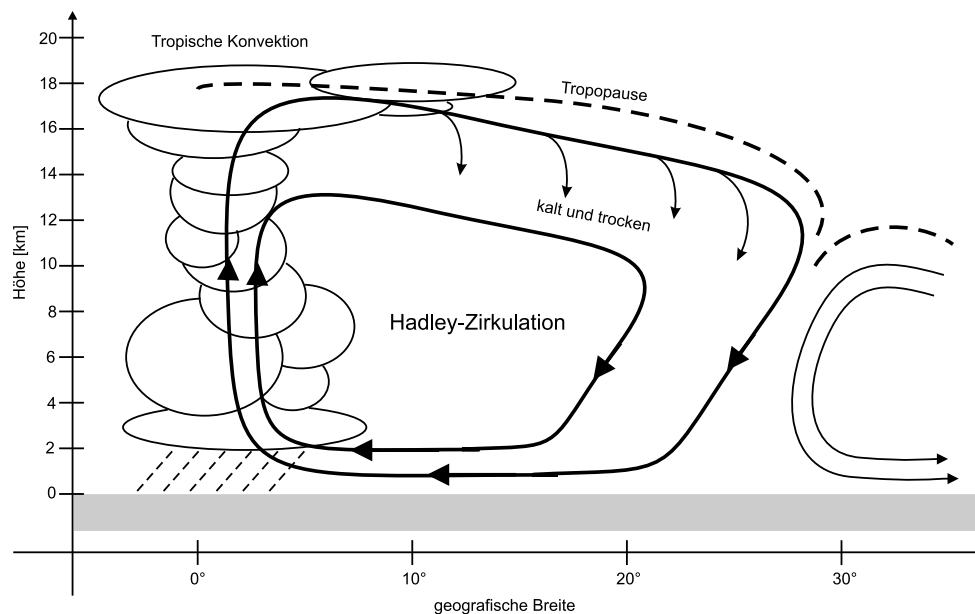


Abbildung 1.7: Die globale Hadley-Zirkulation stellt einen Trocknungsmechanismus für die subtropische obere Troposphäre dar. Skeptiker des anthropogen verursachten Treibhausszenarios wie [Lindzen, 1990] gehen sogar soweit, mit diesem Mechanismus eine insgesamt negative Rückkopplung des Wasserdampfs auf eine Klimaerwärmung zu begründen.

zu mehr Wasserdampf. Dieser gelangt letztlich durch die wärmegetriebene Konvektion in diejenigen Luftschichten, in denen er maßgeblich zum Treibhauseffekt beiträgt. In Bezug auf die viel diskutierte Klimaerwärmung durch anthropogene Kohlendioxidemissionen schwanken die Angaben der Wirkung durch eine positive Rückkopplung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre von einer mindestens 1.6-fachen bis zur dreifachen(!) Verstärkung [Hall und Manabe, 1997; Inamdar und Ramanathan, 1998]. Hauptargument für die stark positive Rückkopplung ist dabei die Annahme, dass eine allgemeine Klimaerwärmung eine erhöhte Verdunstung, Konvektion und Aufnahmefähigkeit der Atmosphäre für Wasserdampf nach sich zieht und sich somit auch der Wasserdampfgehalt in der oberen Troposphäre erhöht. Gestützt wird diese Annahme durch die Beobachtung, dass auch in der oberen Troposphäre die Wasserdampfkonzentration im wesentlichen der geografischen Temperaturverteilung folgt, wie dies in Abbildung 1.8 dargestellt ist.

Kritiker des Treibhausszenarios eines sich erwärmenden Klimas gehen andererseits sogar soweit, dem Wasserdampf eine negative Rückkopplung auf den anthropogenen Treibhauseffekt zu bescheinigen. Hier wird argumentiert, dass eine Erwärmung vor allem eine verstärkte tropische Konvektion und Dynamik der globalen Hadley-Zirkulation nach sich zieht, was in den Tropen zu einem stärkeren Vertikaltransport in große Höhen und zu einem Anheben der tropischen Tropopause führt. Aufgrund der niedrigen Temperaturen in Höhen um 18 km (tropische Tropopause) würde dies zu einem verstärkten Ausfrieren der Luftfeuchte führen, was wiederum im anschließenden polwärts und abwärts gerichteten Horizontaltransport zu einer allgemeinen großflächigen Austrocknung der oberen Troposphäre und in der Folge zu einer eher abkühlenden Wirkung führen soll [Lindzen, 1990, 1991; Elsaesser, 1984]. Dieser Mechanismus ist in Abbildung 1.7 dargestellt. Es ist jedoch keinesfalls geklärt, ob aus diesem Trocknungsmechanismus eine insgesamt negative Rückkopplung folgt, die über lokale Effekte hinausgeht [Hansen und Lacis, 1991; Inamdar und Ramanathan, 1998]. Daher fordert neben Hansen und Lacis [1991] sogar Lindzen [1991] selbst ein genaues "Monitoring" der Feuchtigkeit in der oberen Troposphäre. Obwohl die Argumentation von Lindzen [1990, 1991]; Elsaesser [1984] kaum durch Beobachtungen [Schroeder und McGuirk, 1998] belegt ist, stellt sie die gesamte Diskussion um den anthropogen verursachten Treibhauseffekt und die vielfach geforderten

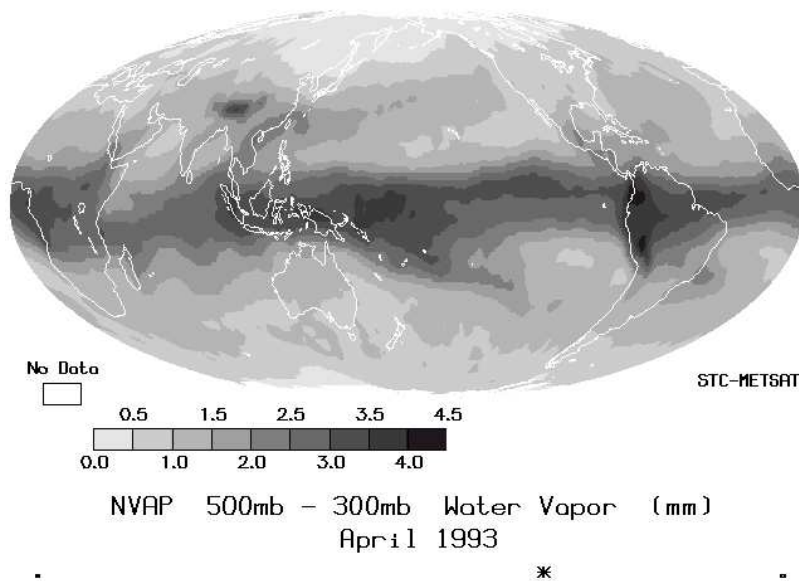


Abbildung 1.8: Auch in der oberen Troposphäre folgt die globale Wasserdampfverteilung im wesentlichen der globalen Temperaturverteilung. Dieser Befund relativiert die Wirkung der Austrocknung durch die Hadley-Zirkulation. Quelle: NASA, NVAP [2004]

Maßnahmen zum globalen Klimaschutz in Frage. Lindzen unterstellt implizit, dass der derzeit beobachtete Rückkopplungseffekt durch den Wasserdampf für ein globales stabiles Gleichgewicht sorgt, welches einer weiteren Erwärmung durch zusätzliche Treibhausgasemissionen entgegenwirkt. In den Augen von Hansen u. a. [2004] beruft sich Lindzen dabei jedoch auf die willkürliche Annahme von klimatologischen Parametern, die empirisch nicht belegt sind. Beobachtungen belegen viel mehr, dass sich das Weltklima in einem deutlichen Ungleichgewicht zu Gunsten einer Erwärmung befindet [Hansen u. a., 2004].

Schroeder und McGuirk [1998] wollen in ausgewerteten Radiosondenmessungen sogar einen Abnahme der mittleren (!) tropischen Luftfeuchte (30°Süd bis 30°Nord) erkennen, was im direkten Widerspruch zu der allgemeinen Klimaerwärmung zwischen den Vergleichszeiträumen steht. Eine Erwärmung ließe ohne Berücksichtigung der Dynamik aufgrund der Dampfdruckkurve zunächst eine Erhöhung der Verdunstung und somit eine Erhöhung der Feuchte erwarten. Ob nun eine durch die Klimaerwärmung bedingte Verstärkung der Dynamik (Hadley-Zirkulation) dies kompensieren kann, ist äußerst umstritten und kann nur durch weitere genaue Messungen der zeitlichen Entwicklung der Feuchteverteilung geklärt werden. Satellitenmessungen belegen durch den direkten Vergleich der Wasserdampf-Gesamtsäule und der Meeresoberflächentemperatur (siehe Abb. 1.9) eher das Gegenteil zu den Beobachtungen von Schroeder und McGuirk [1998]. Der Widerspruch könnte in der allgemein großen Ungenauigkeit von Radiosondenmessungen begründet liegen, weshalb ein zuverlässigeres Messverfahren dringend gefordert wird.

Skeptiker wie Lindzen kritisieren, dass sämtliche Klimamodelle den Wasserdampf nur mit einer stark positiven Rückkopplung auf eine Klimaerwärmung einbeziehen und dass dies zur Bildung eines unzureichend belegten, aber weit verbreiteten Dogmas einer weiteren Klimaänderung führen würde. Vieles deutet jedoch darauf hin, dass mit einer Erwärmung allgemein ein Anstieg der Wasserdampfkonzentration in allen Höhen und somit auch in der oberen Troposphäre verbunden ist [Hall und Manabe, 1997, 2000; Wagner u. a., 2005]. Belegt wird dies neben der temperaturbedingten geografischen Verteilung teilweise auch durch die Beobachtung des Wasserdampfgehalts der oberen Troposphäre im saisonalen Wechsel [Genio u. a., 1994]. Im SPARC-Report [2000] wird über eine steigende Tendenz der Wasserdampfkonzentration in der unteren Stratosphäre wie auch in der un-

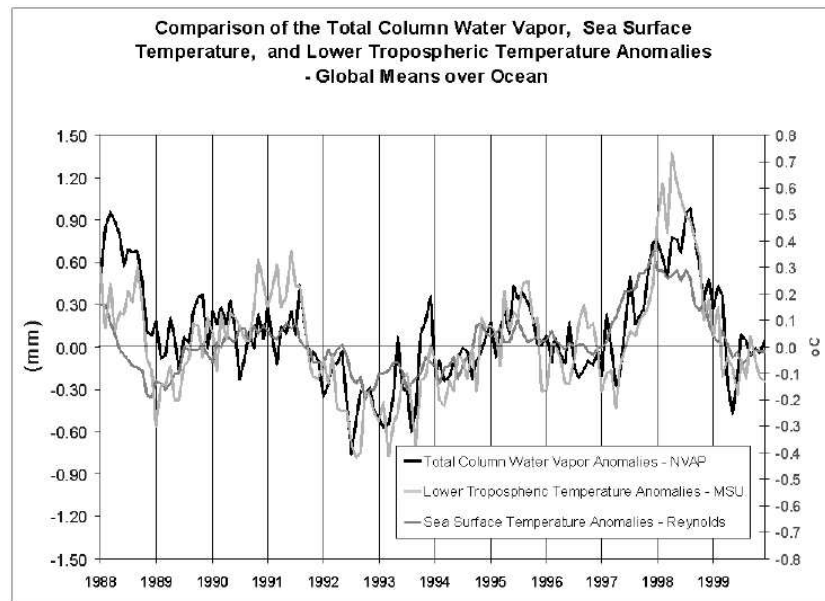


Abbildung 1.9: Satellitenmessungen zeigen, dass die Wasserdampfgesamtsäule sehr gut mit der mittleren Meeresoberflächentemperatur korreliert ist und somit eine deutlich positive Rückkopplung des Wasserdampfs auf steigende Oberflächentemperaturen im Sinne einer Klimaerwärmung zu erwarten ist. Quelle: NASA, NVAP [2004]

teren Troposphäre berichtet. In der oberen Troposphäre hingegen fehlen bisher ausreichend genaue Messungen über einen entsprechend langen Trendzeitraum, so dass auch im SPARC-Report [2000] entsprechende Messungen gefordert werden. Ein großes Problem bei der Untersuchung von Langzeittrends in der oberen Troposphäre ist die zeitliche Variabilität der Tropopausenhöhe sowie der Umstand, dass sich die exakte Höhe der Tropopause nur schwierig bestimmen lässt. Im Gegensatz zur Temperatur durchläuft die Wasserdampfkonzentration beim Durchschreiten der Tropopause keine Inversion, so dass bei einer zu hoch angenommenen Tropopause trockene Luftmassen die Bewertung deutlich verfälschen können. Langzeit-Messreihen wie die in Boulder durchgeführten Ballonaufstiege [Oltmans und Hofmann, 94] erlauben daher erst in stets oberhalb der Tropopause liegenden Höhen von über 16 km die Bildung von Langzeittrends. Ebenso liefern auch Satellitenmessungen (SAGE II, MLS) und Flugzeugmessungen (STRAT/POLARIS) bisher vor allem nur Ergebnisse oberhalb der Tropopause, jedoch zeigen auch diese eine klare saisonale Abhängigkeit der Wasserdampfkonzentration [SPARC-Report, 2000].

Einigkeit besteht hingegen darin, dass die Strahlungsbilanz außerordentlich empfindlich auf Änderungen der Wasserdampfverteilung, insbesondere in der oberen Troposphäre reagiert [Spencer und Braswell, 1997; Harries, 1997]. Es wurde gezeigt, dass gerade die Feuchte in der oberen Troposphäre mit einer Genauigkeit von 3% – 10% bekannt sein muss, um Unsicherheiten der Größenordnung, die einer Verdoppelung der CO_2 -Konzentration gleichkäme, zu vermeiden [Harries, 1997]. Daher sind langzeitige und präzise Beobachtungen der Wasserdampfverteilung vor allem in diesem Höhenbereich unbedingt notwendig, um hier experimentell belegbare Klarheit zu schaffen.

Es gibt jedoch auch weitere wichtige Gründe, warum die Wasserdampfverteilung in der Troposphäre von besonderem Interesse ist. So ist eine zeitlich und räumlich gute Kenntnis der Feuchteverteilung in der Troposphäre auch für Niederschlagsvorhersagen von großer Bedeutung. Diese Aufgabe erfordert den flächenhaften Einsatz meteorologischer Satelliten, deren Messsysteme laufend validiert werden müssen. Dazu sind bodengebundene Messungen der vertikalen Wasserdampfverteilung in der Troposphäre von großer Bedeutung. Des Weiteren ist Wasserdampf an chemischen Prozessen in der Atmosphäre maßgeblich beteiligt. Insbesondere als Voraussetzung für die Bildung

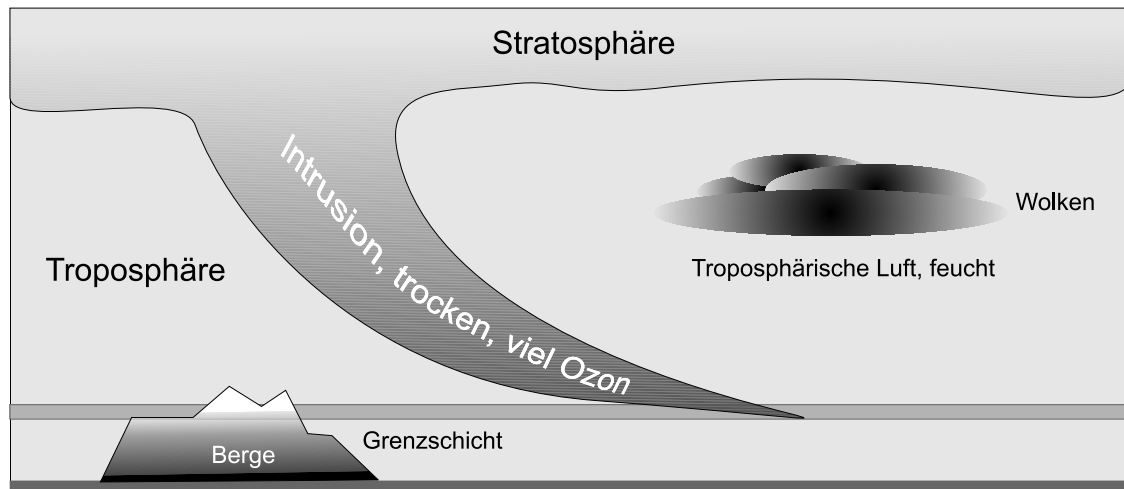


Abbildung 1.10: Schematische Darstellung einer stratosphärischen Intrusion. Insbesondere nach dem Durchzug kräftiger Fronten kommt es gelegentlich zu zungenförmig absinkenden Schichten stratosphärischer Luftmassen, die teilweise bis in Bodennähe vordringen können. Anders als gewöhnliche troposphärische Luftmassen, sind stratosphärische Intrusionen stets sehr trocken und weisen eine hohe Ozonkonzentration auf.

des Hydroxylradikals bestimmt Wasserdampf die Oxidationsfähigkeit der Troposphäre und hat damit direkten Einfluss auf die Konzentration anderer umweltrelevanter Stoffe.

Die Vertikalverteilung von Wasserdampf in der Troposphäre ist meist sehr inhomogen und weist oft eine zeitliche Variabilität von einigen Minuten bis zu wenigen Stunden auf. Aufgrund von Ferntransportmechanismen zeigt die Wasserdampfverteilung in der freien Troposphäre häufig eine ausgeprägte Schichtstruktur mit Schichtdicken von etwa 150 m bis zu einigen Kilometern. Lokale Einflüsse beschränken sich im wesentlichen auf die Grenzschicht¹. Wasserdampf kann somit neben seiner großen Rolle im Klimasystem der Erde gut zur Charakterisierung von Transportprozessen verwendet werden. Besonders gut eignet sich Wasserdampf dabei als Tracer für den Transport von Stratosphärenluft in die Troposphäre. Während in den Tropen Konvektionszellen teilweise die Tropopause durchbrechen und somit troposphärische Luft in die Stratosphäre gelangen kann, gibt es in den mittleren Breiten vor allem nach dem Durchzug kräftiger Fronten stratosphärische Intrusionen in die Troposphäre. So kommt es immer wieder zu Einbrüchen stratosphärischer Luftmassen in die obere Troposphäre, die im weiteren Verlauf teilweise sogar bis in Bodennähe vordringen können. Diese "Intrusionen" zeichnen sich vor allem durch einen hohen Ozongehalt und eine sehr geringe Feuchte aus (siehe Abb. 1.10).

Neben stratosphärischen Intrusionen ist in zunehmendem Maße anthropogene Luftverschmutzung wesentliche Quelle für troposphärisches Ozon. In Fallstudien konnte mit LIDAR-Messungen von Ozon unter Einbeziehung von Modellrechnungen gezeigt werden, dass "Ozonsmog" aus den Ballungsgebieten im Nordosten der USA bis nach Mitteleuropa transportiert wird [Stohl und Trickl, 1999; Trickl u. a., 2003]. Dabei gelangt bodennahe Luft durch den Aufwärtstransport in einer Front (warm conveyor belt) in die freie Troposphäre. Der Nachweis derartiger Ereignisse lässt sich durch die gleichzeitige Bestimmung anderer geeigneter Tracer zusätzlich untermauern [Trickl u. a., 2003]. Hier spielen sowohl LIDAR-Messungen von Aerosolen als auch von Wasserdampf eine wichtige Rolle.

¹ Ausnahmen stellen kräftige sommerliche Konvektionszellen wie Gewitter oder auch das "alpine Pumpen" (siehe Kapitel 3.5) dar.

1.2 Verschiedene Messverfahren

Da Wasserdampf anders als andere Spurengase räumlich und zeitlich sehr inhomogen in der Atmosphäre verteilt ist, sind Messverfahren gefordert, welche den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre mit hoher vertikaler Auflösung (weniger als 100 m), zu jeder Zeit und unter Berücksichtigung großer Konzentrationsunterschiede präzise messen können. Das zeitliche Verhalten für die Änderungen der Wasserdampfverteilung ist über die Dynamik eng an die räumliche Variabilität geknüpft, so dass Ereignisse im Bereich weniger Minuten erfassbar sein sollten.

1.2.1 Differentielles Absorptions-LIDAR (DIAL)

Unter Berücksichtigung der oben genannten Forderungen ist das differentielle Absorptions-LIDAR (DIAL) ein besonders geeignetes Messsystem für die Messung der vertikalen Wasserdampfverteilung. Hier werden Laserpulse verschiedener Wellenlängen in die Atmosphäre geschossen und das zurückgestreute Licht zeitlich aufgelöst detektiert. Über die verschiedenen Wellenlängen kann räumlich aufgelöst die differentielle Absorption von Wasserdampf (und anderen Spurengasen) gemessen und daraus dessen (deren) Konzentration bestimmt werden. Großer Vorteil dieses Verfahrens ist der große Signal-Rausch-Abstand, der auch tagsüber Messungen erlaubt. Somit können bei klarer Sicht jederzeit Messungen durchgeführt werden. Allerdings stößt auch das DIAL-Verfahren bei Wasserdampfmessungen schnell an Grenzen, die vor allem durch die allgemein ungünstige Verteilung des Wasserdampfs in der Troposphäre (unten feucht, oben trocken) gesetzt werden. Abbildung 1.11 illustriert die großen Konzentrationsunterschiede in der Wasserdampfkonzentration in der Troposphäre von mehr als drei Größenordnungen. Simulationsrechnungen zeigen, dass mit den Möglichkeiten modernster LIDAR-Technik und der Wahl geeigneter Laserwellenlängen der gesamte Höhenbereich der freien Troposphäre abgedeckt wird, wenn das differentielle Absorptions-LIDAR an einem möglichst hochgelegenen Standort wie dem Schneefernerhaus auf der Zugspitze in 2.7 km Höhe betrieben wird. Die Funktionsweise des in dieser Arbeit aufgebauten DIAL-Systems wird im nächsten Kapitel 2.2 näher beschrieben. Die bestehenden alternativen Messverfahren, die geeignet sind räumlich aufgelöste Wasserdampfmessungen durchzuführen werden im folgenden kurz gegenübergestellt.

1.2.2 Raman-LIDAR

Das Raman-LIDAR sendet wie das DIAL kurze Laserpulse in die Atmosphäre, beruht aber auf dem Prinzip der inelastischen Raman-Streuung der Laserstrahlung an den Molekülen des zu untersuchenden Spurengases (siehe Kapitel 2.3.1.2. Wegen der um mehr als drei Größenordnungen geringeren Lichtausbeute und breitbandigen Verteilung der Raman-Streuung kann dieses Verfahren mit der geforderten Reichweite nur während der Dunkelheit eingesetzt werden. Da die Raman-Streuung breitbandig und relativ unabhängig von der Laserwellenlänge ist, kann für das Raman-LIDAR allerdings eine vergleichsweise einfache Lasertechnik zum Einsatz kommen. Daher wird diese Methode für LIDAR-Messungen von Wasserdampf weltweit bevorzugt [Hinkley, 1976].

1.2.3 Fourier-Transform-Spektrometrie (FTS)

Spektrometrische Verfahren wie FTS eignen sich üblicherweise nur zur Bestimmung der Gesamtsäulen einzelner Spurengase. Dabei liefert dieses Verfahren in direkter Absorptionsspektroskopie eine sehr hohe Genauigkeit [Sussmann und Camy-Peyret, 2004]. Unter Berücksichtigung der Absorptionslinienform, die eine Faltung aus Druckverbreiterung in geringer Höhe und Temperaturverbreiterung in großer Höhe darstellt, können mit aufwendigen numerischen Verfahren sogar auch gewisse Informationen über die Höhenverteilung der gemessenen Spurengase abgeleitet werden. So können beim Wasserdampf mindestens drei Höhenschichten (untere Troposphäre bis ca. 2 km, obere Troposphäre bis ca. 12 km und Stratosphäre) unterschieden werden [Sussmann, 2005]. Da die Sonne als Hintergrundlichtquelle dient, erfolgen derartige Messungen allerdings nur am Tag und bei direkter Sonneneinstrahlung.

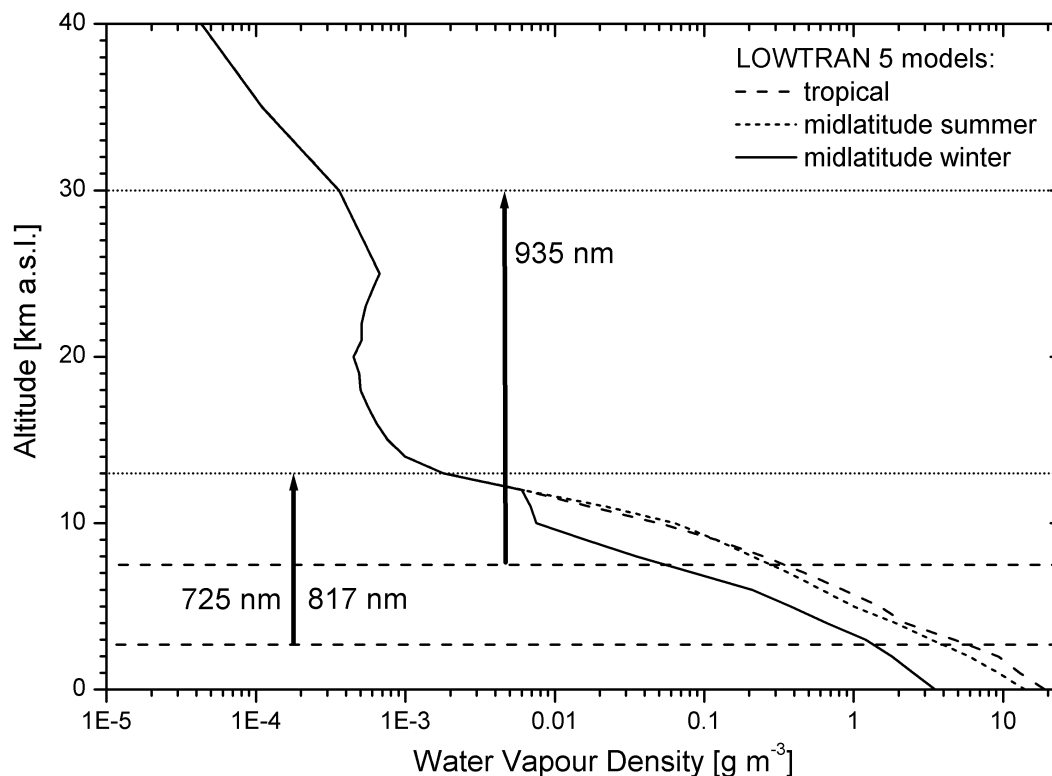


Abbildung 1.11: Die Wasserdampfverteilung in den mittleren Breiten, wie sie vom [LOWTRAN5-Modell, 1989] angenommen wird. Die großen Konzentrationsunterschiede über mehr als 3 Größenordnungen allein in der Troposphäre veranschaulichen die großen Anforderungen an die Messtechnik, die über den gesamten Bereich präzise Messergebnisse liefern soll. Die LIDAR-Reichweite bei verschiedenen Wellenlängen wird in Kapitel 2.3.3 näher erläutert.

1.2.4 Mikrowellen-Radiometer

Das Mikrowellenradiometer misst spektral aufgelöst thermisch angeregte Mikrowellenemissionen von atmosphärischen Spurengasen. Dabei liefern die verschiedenen Spurengase charakteristische Emissionslinien, die eine spezifische Messung erlauben. Wie bei der FTS sind über die höhenabhängige Linienform (Druckverbreiterung, siehe Abb. 1.12) Messungen mit einer Höhenauflösung möglich, die allerdings für hochaufgelöste Messungen in der Troposphäre viel zu großskalig ist. Mikrowellenradiometer "sehen" bei der Messung meist einen sehr großen Winkelbereich der Hemisphäre, so dass lateral nur ein sehr beschränktes Auflösungsvermögen gegeben ist.

1.2.5 Satellitengestützte Messungen

Für die Erfassung der Wasserdampfverteilung auf großen räumlichen Skalen bieten sich satellitengestützte Messverfahren an [Noel u. a., 2004, 1999; NASA, NVAP, 2004]. Allerdings werden auch hier mit spektroskopischen Verfahren vor allem Säulen erfasst, die darüber hinaus auch räumlich nicht besonders gut aufgelöst sind. Die laterale Auflösung liegt allgemein zwischen einigen 100 km und einigen Kilometern. Bei nicht geostationären Satelliten ist darüber hinaus die zeitliche Auflösung stark eingeschränkt. Eine verbesserte Höhenauflösung erzielen das sogenannte "Limb-Verfahren", bei denen die Atmosphäre in tangentialer Blickrichtung entweder in Absorptionsspektrometrie gegen die Sonne oder in Emissionsspektrometrie untersucht wird. Letztere Variante kommt bei dem

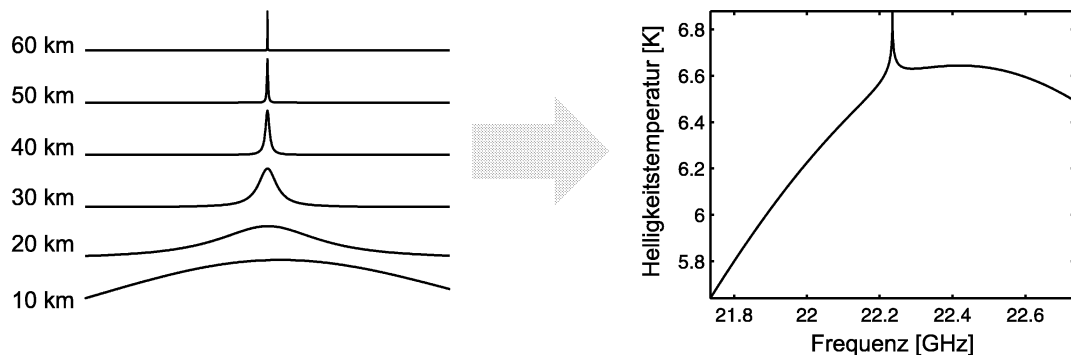


Abbildung 1.12: Das Mikrowellenradiometer kann über die durch Druckverbreiterung mit der Höhe veränderliche Linienform eine gewisse Höhenauflösung bieten, eignet sich jedoch nicht für hochaufgelöste Messungen in der Troposphäre. Das Bild [Lindner, 2002] zeigt eine Emissionslinie von Wasserdampf bei 22 GHz.

Messgerät MIPAS auf dem Satelliten ENVISAT zum Einsatz. Allerdings ist bei den Limb-Verfahren die laterale Auflösung in Blickrichtung besonders schlecht. Darüber hinaus werden derartige Messungen in der Troposphäre oft durch Wolken erheblich beeinträchtigt.

Ein gänzlich alternatives Verfahren stellen Messungen mit Hilfe der GPS-Satelliten dar, welches sich den durch den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre veränderten Brechungsindex für Mikrowellen zu Nutze macht [Bevis u. a., 1992]. Auch hier ist jedoch nur eine sehr eingeschränkte laterale und vertikale Auflösung gegeben. Dafür ist die zeitliche Auflösung sehr gut.

1.2.6 Vor-Ort-Messverfahren

Die direkte Messung der Luftfeuchtigkeit ist fester Bestandteil von meteorologischen Beobachtungen und Aufzeichnungen und blickt auf eine lange Historie zurück, die etliche Messverfahren hervorgebracht hat. Die Feuchtigkeitsmessung in verschiedenen Höhen mit Messgeräten, die in Ballonsonden, Abwurfsonden oder auf Flugzeugen mitgeführt werden ist technisch relativ einfach und kann eine gute Höhenauflösung bieten. Jedoch sind nicht alle Verfahren geeignet um sie auf Radiosonden oder an Bord von Flugzeugen durchzuführen. Die wichtigsten direkten Messverfahren im Überblick:

Haar-Hygrometer

Das klassische Haar-Hygrometer nutzt ein hygroskopisches Haar, welches sich mit zunehmender relativer Feuchtigkeit ausdehnt. Früher kamen Menschen- oder Pferdehaare zum Einsatz, heute werden teilweise auch Kunstfasern verwendet. Die Längenausdehnung der Haare beträgt etwa 2.5% von absoluter Trockenheit bis zu 100% relativer Luftfeuchtigkeit. Naturhaarhygrometer liefern bei relativen Feuchten über 30% an sich eine gute Genauigkeit der relativen Feuchte (Messfehler von 2% bis 5%). Allerdings sind Haarhygrometer temperaturempfindlich und träge, und benötigen meist mehrere Minuten um sich geänderten Feuchtebedingungen anzupassen. Daher sind Haarhygrometer weniger für den mobilen Einsatz geeignet.

Psychrometer

Beim Psychrometer wird die Temperatur eines feuchtgehaltenen Thermometers mit der eines trockenen Thermometers verglichen, während beide kräftig von Umgebungsluft umströmt werden. Das feuchte Thermometer wird aufgrund der Verdunstung umso kälter, je trockener die Umgebungsluft ist. Dieses Verfahren ist bei sehr trockener Luft sehr genau (Messfehler 0.5%), jedoch

bei hoher relativer Feuchte ($> 85\%$) eher unbrauchbar. Außerdem kann das Psychrometer nicht in großen Höhen und nicht bei Frost verwendet werden.

Tauspiegel

Für präzise Feuchtemessungen unter verschiedensten Bedingungen wurden bis vor einigen Jahren vor allem Tauspiegel eingesetzt. Der Tauspiegel wird abwechselnd gekühlt und geheizt und jeweils der Taupunkt und die Lufttemperatur gemessen. Daraus lässt sich direkt die relative Feuchte berechnen. Die Feuchtemessung mit Tauspiegeln ist recht genau mit Messfehlern von 1% bis 3%. Das Aufheizen und Kühlen erfolgt bei modernen Tauspiegeln mit Hilfe von Peltier-Elementen. Die Taubildung wird optoelektronisch registriert.

Wegen der Trägheit des Aufheizens und des Kühlens ist jedoch die zeitliche Dichte der Messungen auf ca. 10 s bei modernen Geräten beschränkt. Im Vergleich zu modernen Feuchtesensoren ist die Tauspiegelanordnung aufwendig und teuer. Darüber hinaus ist der Stromverbrauch für den Heiz- und Kühlbetrieb sowie das Gewicht und die Größe der Tauspiegelanordnung vergleichsweise groß, weshalb Tauspiegel heute meistens nur noch stationär zum Einsatz kommen.

Kapazitiver Sensor

Heute werden für mobile Vor-Ort-Messungen der Feuchte vor allem kapazitive Sensoren eingesetzt. Diese nutzen ein hygroskopisches Dielektrikum in einem Plattenkondensator mit dampfdurchlässigen Elektroden. Die Messung der Kapazität erfolgt durch Anlegen einer Wechselspannung. Da Wassermoleküle ein starkes Dipolmoment aufweisen hängt die Kapazität direkt von der Zahl der angelagerten Wassermoleküle ab. Derartige Sensoren erreichen Genauigkeiten mit Messfehlern um etwa 1%. Der große Vorteil der Kapazitätssensoren liegt jedoch in der geringen Trägheit, die Messungen im Sekundenabstand erlaubt. Darüber hinaus sind diese Sensoren sehr leicht (wenige Gramm) und billig, was sie für den Einsatz in Einweg-Radiosonden besonders interessant macht.

Laserspektrometer

Zur Bestimmung der absoluten Wasserdampfkonzentration können im Spektralbereich der Absorptionsbanden von Wasserdampf (infrarot) direkte optische Absorptionsmessungen in einer Vielwegzelle mit Hilfe von Diodenlasern durchgeführt werden. Dieses Verfahren kann je nach Aufwand sehr präzise und mit Fehlern von deutlich unter einem Prozent behaftet sein. Jedoch sind der technischer Aufwand und die Kosten sehr hoch. Ein mobiler Einsatz würde darüber hinaus besondere Anforderungen an die mechanische Stabilität des Aufbaus stellen. Durch den Einsatz einer druckreduzierten Vielwegabsorptionszelle können Messungen unter stark wechselnden Bedingungen nur in zeitlich großem Abstand durchgeführt werden, weil die Absorptionszelle vor jeder Messung ausgeheizt und gespült werden muss um eventuell vorhandene Restfeuchtigkeit zu entfernen. Deshalb ist das Laserspektrometer für räumlich hochaufgelöste Messungen der Wasserdampfkonzentration im mobilen Betrieb nicht gut geeignet.

1.2.7 Flugzeugmessungen

Die direkte Messung von Wasserdampf mit flugzeuggestützten Messgeräten ist sehr genau und kann auch eine gute räumliche Auflösung bieten. Wie bei modernen Radiosonden kommen hier wegen des geringen technischen Aufwands für Routinemessungen vorzugsweise kapazitive Feuchtesensoren zum Einsatz. Mit entsprechendem Aufwand ist in Forschungsflugzeugen auch der Einsatz von Laserspektrometern und sogar LIDAR-Systemen möglich [Ehret u. a., 1993].

Allerdings sind derartige Messungen sehr teuer, wenn sie einzeln angefordert werden müssen und bieten nur eine sehr eingeschränkte zeitliche Dichte. Vorteilhaft sind die im Rahmen des MOZAIC-Projekts auf Linienflügen weltweit permanent mit kapazitiven Sensoren durchgeführten Wasserdampfmessungen [Marengo u. a., 1998]. Allerdings stehen diese Messungen nur entlang vielgenutzter Flugrouten in bestimmten Zeitfenstern zur Verfügung und sind auch nur entlang der Flugzeugtrajektorien räumlich hoch aufgelöst.

1.2.8 Radiosonden

Der traditionelle Aufstieg von Wetterballons mit Vor-Ort-Messung und Radiosonde ist bis heute das am weitesten verbreitete Verfahren zur Wasserdampfmessung mit Höhenauflösung. In modernen Radiosonden (z.B. RS92 von Vaisala) wird die Luftfeuchtigkeit mit schnellen kapazitiven Sensoren gemessen.

Allerdings ist dieses Verfahren in Verbindung mit dem Einsatz in einer am Ballon hängenden Radiosonde aus technischen Gründen vor allem in Höhen über 5 km sehr ungenau und mit Fehlern von teilweise deutlich über 50% behaftet [Elliott und Gaffen, 1991; Ferrare u. a., 1995; Pang u. a., 1996]. Dies begründet sich zum einen mit den geringen Wasserdampfkonzentrationen und niedrigen Temperaturen in großer Höhe, die ein ausreichend schnelles Trocknen der Sensorik verhindern und zum anderen mit der von der Ballonhülle und der Sonde selbst aus tieferen Schichten mitgeschleppten Feuchtigkeit. Darüber hinaus kann durch kräftige Höhenwinde die Sonde weit vom Startpunkt abgetrieben werden.

Bessere Ergebnisse liefern hier sogenannte "Drop-Sonden", die vom Flugzeug abgeworfen werden und am Fallschirm zum Boden sinken [Poberaj u. a., 2002]. Allerdings sind solche Abwürfe wegen der Bindung an das Flugzeug recht teuer. Alternativ wäre auch ein Abwurf vom preisgünstigeren Ballon möglich, wobei sich der Ort des Abwurfes dann nicht genau vorhersagen lässt.

Größter Nachteil der Radiosonden ist jedoch, dass sie nicht kontinuierlich zur Verfügung stehen. Für eine hohen zeitliche Dichte wären sehr viele Radiosonden beziehungsweise Dropsonden nötig, wodurch die Sondenverfahren sehr teuer kämen. Während Messkampagnen werden üblicherweise nur 2 oder 4 Sonden pro Tag gestartet. Es ist offensichtlich, dass hier ein permanent bereites Messsystem wie das Wasserdampf-LIDAR einen echten Informationsgewinn bringen kann.

Kapitel 2

Entwicklung des Wasserdampf-LIDARs auf der Zugspitze

2.1 Zielsetzung und Anforderungen

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines Verfahrens, mit dem die vertikale Verteilung des Wasserdampfs in der freien Troposphäre routinemäßig gemessen werden kann. Die zuvor beschriebenen Vor-Ort-Messverfahren mit Radiosonden und Flugzeugen sind wegen der schlechten Verfügbarkeit und der teilweise großen Messfehler bei Radiosondenaufstiegen dafür nicht so gut geeignet. Die passiven fernerkundlichen Verfahren (FTIR, Radiometer) sowie satellitengestützte Messsysteme liefern allgemein eine unzureichende vertikale Auflösung. Das weltweit häufig eingesetzte Raman-LIDAR benötigt lange Integrationsdauern von teilweise über einer Stunde und liefert insbesondere am Tag nur eine eingeschränkte Reichweite. Daher wurde als Verfahren das leistungsstarke differentielle Absorptions-LIDAR (DIAL) gewählt, welches mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung die vertikale Verteilung des Wasserdampfs bis in ca. 12 km Höhe zu jeder Tageszeit bestimmen kann. Bei einem Messfehler von weniger als 5% sollte sich in 10 km Höhe über NN eine Nachweisgrenze von etwa 10 ppm realisieren lassen. Die geforderte Höhenauflösung von weniger als 100 m ist für das Wasserdampf-DIAL bis in mittlere Höhen von etwa 6 km über NN realistisch und wird bis zum oberen Ende des Messbereichs in 12 km Höhe auf etwa 300 m anwachsen. Diese Vorgaben lassen sich nur erfüllen, wenn allerhöchste Anforderungen an die Messtechnik gestellt werden. So lag der Schwerpunkt der Arbeiten auf der Entwicklung eines Lasersystems, welches die früher für solche Messungen eingesetzten Farbstofflaser in seiner Pulsenergie um eine Größenordnung übertreffen und somit neue Maßstäbe setzen soll. Ebenso sollen die hier eingesetzten abstimmbaren Einmoden-Festkörperlaser eine für diesen Lasertyp bisher unerreichte Stabilität und spektrale Reinheit aufweisen. Vom LIDAR-Empfangssystem wird eine möglichst hohe Lichtausbeute gefordert, weshalb hier modernste Detektoren und ein möglichst großes Empfangsteleskop zum Einsatz gebracht werden müssen. Um günstigere Messbedingungen anzutreffen wurde die Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (UFS) auf der Zugspitze als Standort gewählt, die sich in 2675 m Höhe über NN meistens außerhalb der feuchten Grenzschicht befindet.

Die mit dem neuen System geplanten Messungen sollen verbesserte Kenntnisse über die Variabilität und Trends der troposphärischen Wasserdampfverteilung liefern, sowie dem besseren Verständnis der Auswirkungen des atmosphärischen Ferntransports auf die Spurengaskonzentrationen in der freien Troposphäre über Mitteleuropa dienen. Die Messungen erfolgten zunächst im Rahmen des BMBF-Projekts "ATMOsphärischer Ferntransport und seine Auswirkungen auf die Spurengaskonzentrationen in der freien Troposphäre über Mitteleuropa" (ATMOFAST) im Rahmen des Förderschwerpunktes Atmosphärenforschung 2000 [Ebel u. a., 2004].

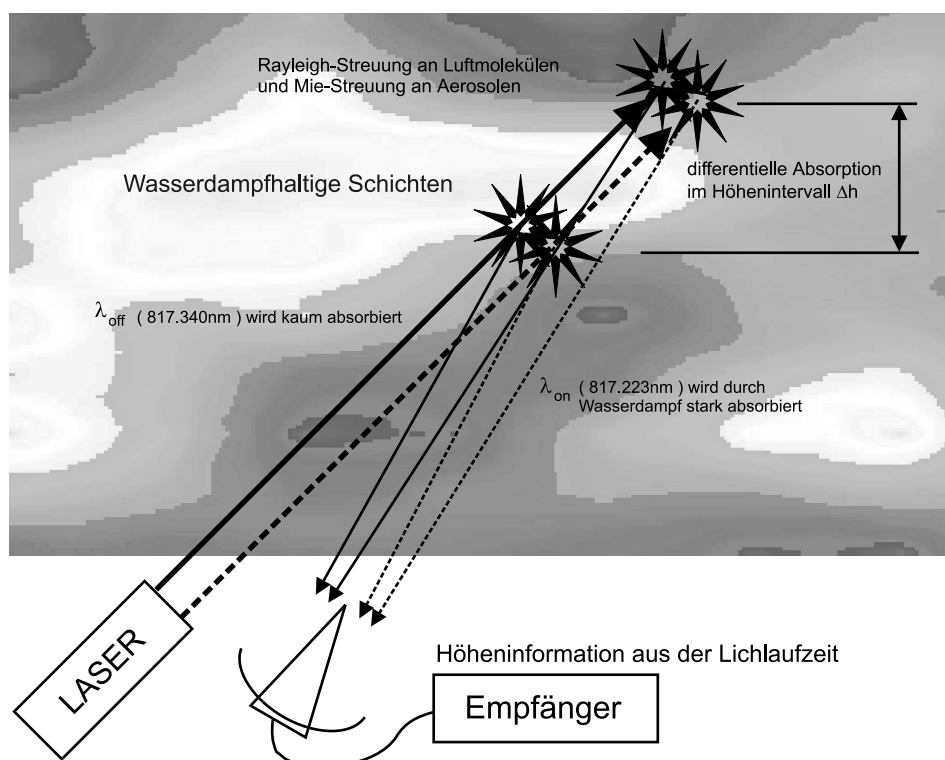


Abbildung 2.1: Das Wasserdampf-DIAL arbeitet mit zwei verschiedenen Wellenlängen, die ihrerseits verschieden stark durch den Wasserdampf absorbiert werden. Aus der differentiellen Absorption in einem Höhenintervall, kann die dort vorhandene Wasserdampfkonzentration berechnet werden.

2.2 Funktionsprinzip des Wasserdampf-DIALs

Unter LIDAR versteht man Messverfahren, die auf der Aussendung kurzer Lichtpulse und der zeitlich und somit räumlich aufgelösten Analyse von rückgestreutem Licht beruhen. Das Wort LIDAR steht für "LIght DEtection And Ranging", wobei die Ähnlichkeit mit dem technischen Begriff RADAR¹ durchaus beabsichtigt ist, sind sich doch beide Verfahren recht ähnlich. Anders als das RADAR sendet das LIDAR kurze Lichtpulse und detektiert zeitlich aufgelöst das rückgestreute Licht. Aus der Lichtlaufzeit wird die Entfernung des Streuvorgangs bestimmt. LIDAR wird vor allem als aktives spektroskopisches Fernerkundungsverfahren eingesetzt, denn bei der Verwendung monochromatischer und entsprechend schmalbandiger Lichtpulse aus einem Laser² kann eine räumlich aufgelöste spektroskopische Analyse der im durchleuchteten Raum enthaltenen Stoffe (Spurengase, Aerosole, Flüssigkeiten, Eiskristalle, usw...) durchgeführt werden.

Als aktives Fernerkundungsverfahren mit räumlicher Auflösung nimmt das LIDAR in der Atmosphärenforschung eine Sonderstellung ein. LIDAR-Messungen decken dabei ein recht großes Einsatzfeld von der Vermessung meteorologischer Parameter, von Wolken und Aerosolverteilungen bis hin zur räumlich aufgelösten Messung von Spurengasverteilungen ab.

Für die räumlich aufgelöste Messung von Spurengasen mit einem deutlich ausgeprägten spektroskopischen Charakter ist das differentielle Absorptions-LIDAR (DIAL) besonders vorteilhaft.

¹ Das RADAR (Radio Detection And Ranging) sendet Radio- oder Mikrowellen und wird im allgemeinen zur reinen Entfernungsbestimmung verwendet.

² "Laser" steht für "LIght Amplification by Stimulated Emission of Radiation". Das Wort Laser hat sich jedoch als fester technischer Begriff auch in der deutschen Sprache etabliert und wird im folgenden wie ein normales Substantiv gebraucht.

Das DIAL nutzt das Verfahren der differentiellen optischen Absorptionsspektroskopie (DOAS) mit den Möglichkeiten der räumlichen Auflösung durch das LIDAR-Prinzip. Dabei werden Laserpulse mit zwei (oder mehr) Wellenlängen ausgesendet, wobei die Wahl der Wellenlängen so erfolgt, dass sie stark unterschiedlich durch das zu untersuchende Spurengas absorbiert werden. Aus der differentiellen Absorption in einem Höhenintervall lässt sich dann die dortige Spurengaskonzentration berechnen. Für atmosphärische Messungen sind je nach Messverfahren und atmosphärischer Zusammensetzung verschiedene Streuprozesse des Laserlichts an Luftmolekülen und Partikeln (Aerosole) von Bedeutung. Neben der Mie-Streuung³ an Aerosolen in tieferen Luftschichten dient in der freien Troposphäre vor allem die Rayleigh-Streuung⁴ an Luftmolekülen als Streulichtquelle. Gemessen wird zeitlich und somit räumlich aufgelöst das je nach Wellenlänge und Spurengasverteilung unterschiedlich stark geschwächte und zurückgestreute Licht. Kandidaten für dieses Messverfahren sind Ozon und Wasserdampf, aber auch NO, NO₂, SO₂ und viele andere.

Großer Vorteil des DIAL gegenüber anderen LIDAR-Verfahren ist, dass im Idealfall sämtliche Störungen und Faltungen der LIDAR-Signale, sofern sie für alle LIDAR-Wellenlängen identisch sind, eliminiert werden können und nur die Spurengaskonzentration als Funktion der differentiellen Absorption als Ergebnis ermittelt wird. Somit haben Aerosolschichten, transparente Wolken, Tageslichthintergrund aber auch messtechnische Störungen keinen oder nur geringen Einfluss auf die Messung. Es lässt sich ein sehr großer Signal-Rausch-Abstand und eine sehr große Messempfindlichkeit erzielen.

Wegen der starken Wellenlängenabhängigkeit der Rayleigh-Streuung ($\sigma \sim 1/\lambda^4$) sind eher kürzere Wellenlängen wünschenswert, um möglichst viel Rückstreulicht zu erhalten. Ebenfalls ist wegen der starken Wellenlängenabhängigkeit eine Messung der differentiellen Absorption in einem möglichst schmalen Wellenlängenbereich wünschenswert, um den Einfluss der differentiellen Rückstreuung⁵ möglichst gering zu halten. Dieser Umstand erfordert eine schmalbandige spektroskopische Struktur des zu untersuchenden Spurengases.

Andererseits liefern viele Spurengase nur bei längeren Wellenlängen im Infraroten eine ausgeprägte und schmalbandige spektroskopische Struktur, die aber meist nur geringe Linienstärken bieten, da diese Linien im allgemeinen nicht von elektronischen Übergängen, sondern vor allem Rotations- und Vibrationsübergängen stammen, deren Übergangswahrscheinlichkeiten relativ klein sind. Die elektronischen Übergänge mehratomiger Gase zu kürzeren Wellenlängen (sichtbar, UV) hin sind vielfach so stark verbreitert, dass hier keine diskreten Linien sondern nur noch ausgeschmierte Absorptionsbanden beobachtet werden können. DIAL-Messungen sind dann nur noch mit großem Abstand der LIDAR-Wellenlängen möglich, wodurch die differentielle Rückstreuung einen störenden Einfluss bekommt. Bei Ozon-Messungen mit dem DIAL wird die differentielle Absorption über die gesamte Absorptionskante zum Ultravioletten hin gemessen, wobei es vorteilhaft ist, mehr als zwei Wellenlängen einzusetzen. Neben der differentiellen Rayleigh-Streuung müssen bei derart breitbandigen Messungen auch andere wellenlängenabhängige Faktoren, wie beispielsweise die Streuung an Aerosolen [Browell u. a., 1985; Papayannis u. a., 1990; Völger u. a., 1996; Eisele und Trickl, 2005] berücksichtigt werden.

Für Messungen in der freien Troposphäre liefern die schmalbandigen Übergänge im Infraroten für die meisten Spurengase zu geringe Linienstärken bei den üblicherweise auftretenden Konzentrationen dieser Spurengase. Wasserdampf stellt aufgrund seiner im Vergleich zu anderen Spurengasen sehr großen Konzentration eine Ausnahme dar, die es erlaubt, sogar auf Schwingungs-Rotations-Übergängen ausreichend empfindlich DIAL-Messungen durchzuführen. Mit dem aufgelösten Vibrations-Rotations-Spektrum von Wasserdampf können die LIDAR-Wellenlängen dicht beieinander gewählt werden, wodurch Querempfindlichkeiten (wie z.B. die differentielle Rückstreuung) weitgehend vermieden werden können. Damit ist Wasserdampf für schmalbandige DIAL-

³Streuung durch Reflektion an Partikeloberflächen, wobei die Partikel groß im Vergleich zur Lichtwellenlänge sind. Mie-Streuung ist im allgemeinen aber nur in stark mit Aerosolen kontaminierten Luftmassen in der unteren Troposphäre von großer Bedeutung.

⁴Elastische Streuung an Molekülen, die durch das elektrische Feld des einfallenden Lichts zu Polarisationschwingungen angeregt werden was wiederum Lichtemission zur Folge hat.

⁵Insbesondere die Rückstreuung an Partikeln kann ein schwer vorhersagbares differentielles Rückstreuverhalten aufweisen, während die differentielle Rayleigh-Streuung sehr genau bekannt ist.

Messungen in der Atmosphäre prädestiniert, wobei einschränkend angemerkt werden muss, dass der starke Konzentrationsabfall von Wasserdampf mit der Höhe messtechnisch einige Probleme aufwirft.

Wird zur Messung von troposphärischem Ozon das DIAL bereits seit einiger Zeit erfolgreich eingesetzt [Carnuth u. a., 2002; Eisele, 1997; Eisele u. a., 1999], so ist diese Aufgabe beim Wasserdampf bedeutend schwieriger, da hier sehr schmalbandige und gleichzeitig sehr starke Laserpulse verwendet werden müssen, was mit einem ungleich höheren technischen Aufwand verbunden ist.

Für Wasserdampfmessungen mit dem hier geplanten DIAL werden aufgrund der sehr geringen Absorptionslinienbreiten (siehe Abb. 2.2) des Wasserdampfs und des damit verbundenen technischen Aufwands nur zwei LIDAR-Wellenlängen verwendet, die so gewählt sind, dass sie genau im Zentrum einer Absorptionslinie (λ_{on}) bzw. deutlich außerhalb der Absorptionslinie (λ_{off}) liegen. Dabei wird aus oben genannten Gründen insgesamt aber ein möglichst geringer Abstand der beiden Wellenlängen eingehalten. Die Absorptionslinie selbst wird dabei einerseits so gewählt, dass sie stark genug ist, um die zu erwartenden und eventuell geringen Wasserdampfkonzentrationen nachweisen zu können, andererseits sollte sie nicht so stark sein, dass sämtliches λ_{on} -Licht schon vor Erreichen der gewünschten Reichweite absorbiert wird. Diese gegensätzlichen Randbedingungen limitieren letztlich die Reichweite und die Nachweisgrenze, die nur noch durch eine Erhöhung der Laserpulsenergie verschoben werden können. Darüber hinaus ist bei der Wahl der Absorptionslinien auch zu beachten, dass die Linien in ihrer Position und Breite möglichst wenig von der Temperatur beeinflusst werden. Dennoch muss bei der späteren Datenauswertung der Einfluss von Druck und Temperatur auf den Wirkungsquerschnitt mit den LIDAR-Wellenlängen berücksichtigt werden.

Aus den Rückstreusignalen beider Wellenlängen wird für jedes Höhenintervall die differentielle Absorption an der gewählten Absorptionslinie bestimmt und daraus die Wasserdampfkonzentration berechnet. Die Vorteile dieses Verfahrens bestehen in einer hohen Genauigkeit und einem sehr guten großen Signal/Rausch-Verhältnis, so dass Messungen auch in großen Höhen bei geringen Wasserdampfkonzentrationen möglich sind. Durch die Schmalbandigkeit der Laserstrahlung kann darüber hinaus empfangsseitig schmalbandig gefiltert werden, wodurch der Tageslichthintergrund weitgehend unterdrückt wird. Somit sind Messungen zu jeder Tageszeit und bei jedem Sonnenstand möglich. Mit ausreichend leistungsstarken Lasern und Empfangsoptiken kann das DIAL bei mittleren Feuchteverteilungen Messungen bis zur Tropopause mit einer hohen Genauigkeit (besser 5%) durchführen.

Aufgrund der schnellen Veränderlichkeit der atmosphärischen Bedingungen und der Wasserdampfverteilung selbst muss zur Messung der differentiellen Absorption die Messung für beide Wellenlängen gleichzeitig durchgeführt werden. Dennoch ist (aus Kostengründen) das hier entwickelte LIDAR-System so aufgebaut, dass Laserpulse bei einer Repetitionsrate von 20 Hz alternierend mit beiden LIDAR-Wellenlängen sequentiell in die Atmosphäre geschossen werden. Der zeitliche Abstand von 50 ms ist für Messungen in der freien Troposphäre aber noch ausreichend.

Einschränkend muss an dieser Stelle angemerkt werden, dass der Wasserdampf für bodengestützte LIDAR-Messungen allgemein sehr unvorteilhaft in der Troposphäre verteilt ist. Die geringe Feuchte in großen Höhen erfordert die Verwendung starker Absorptionslinien, welche ihrerseits wegen der großen Feuchte in der unteren Troposphäre schnell zur völligen Ausblendung der Laserlichtpulse führen können, bevor diese die obere Troposphäre erreichen. Auch kann das LIDAR nur entlang einer optisch freien Sichtlinie messen, d.h. nur bei klarem Himmel oder unterhalb einer evtl. vorhandenen undurchsichtigen Wolkendecke. Diese Nachteile können durch die Wahl eines geeigneten und möglichst hoch gelegenen Standorts wie dem Schneefernerhaus auf der Zugspitze (Labor: 2675 m) teilweise ausgeglichen werden.

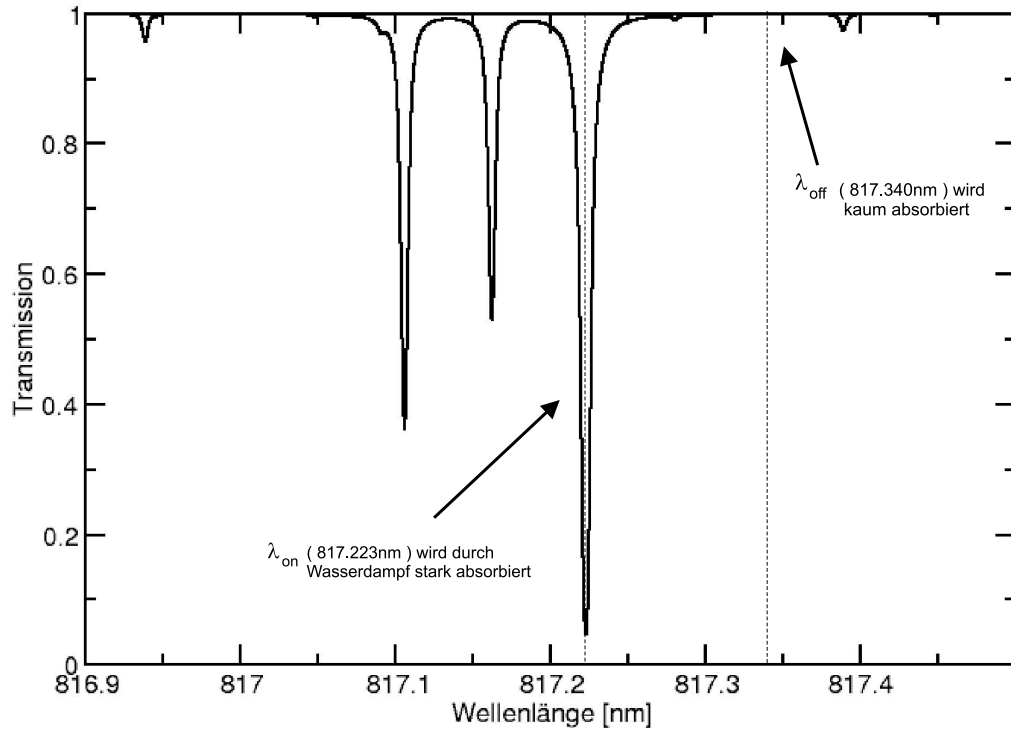


Abbildung 2.2: Absorptionslinienspektrum von Wasserdampf im Bereich von 817 nm bei atmosphärischen Bedingungen, wie sie typischer Weise in 10 km Höhe anzutreffen sind [MOLSPEC, 2001]. Die Breite der Linien liegt bei etwa 4 GHz woraus sich besondere Anforderungen an das zu verwendende Lasersystem ergeben. Je nach Feuchteverteilung müssen unter Umständen verschiedene Linien gewählt werden. Wichtige Kriterien bei der Auswahl sind auch eine möglichst geringe Temperaturabhängigkeit der Linienform sowie eine möglichst geringe Druckverschiebung.

2.3 Theoretische Grundlagen

Für die Planung des Wasserdampf-LIDAR-Systems auf der Zugspitze waren zunächst auch einige theoretische Überlegungen notwendig. Zum einen geht es um die Auslegung von wesentlichen Komponenten wie dem Lasersystem und dem Empfangsteleskop, zum anderen darum, die Erwartungen an ein derartiges System zu definieren und die Grenzen des Machbaren aufzuzeigen.

2.3.1 Lichtausbreitung in der Atmosphäre

LIDAR-Messungen beruhen auf der Aussendung kurzer Lichtpulse und der zeitlich und somit räumlich aufgelösten Analyse von rückgestreutem Licht. Für atmosphärische Messungen dienen je nach LIDAR-Verfahren und atmosphärischer Zusammensetzung verschiedene Streuprozesse an Luftmolekülen und Partikeln (Aerosole) als Streulichtquelle. Für die Messung von Spurengaskonzentrationen ist darüber hinaus die stark wellenlängenabhängige molekulare Absorption von entscheidender Bedeutung.

2.3.1.1 Extinktion

Der Transmissionsgrad T des in die Atmosphäre ausgesendeten Laserlichts unterliegt zunächst einmal dem Beer-Lambertschen Extinktionsgesetz:

$$T = \frac{I_R}{I_0} = e^{-\int_0^R \alpha(r) dr}, \quad (2.1)$$

wobei I und I_R die Lichtintensitäten am Sender und in der Entfernung R sind. $\alpha(r)$ bezeichnet den entfernungsabhängigen Extinktionskoeffizienten, der sich allgemein aus einem Streuanteil α_s und einem Absorptionsanteil α_a zusammensetzt.

$$\alpha = \alpha_s + \alpha_a \quad (2.2)$$

Beide Anteile setzen sich wiederum aus einem molekularen Anteil und einem Partikelanteil zusammen.

$$\alpha = (\alpha_{sM} + \alpha_{sP}) + (\alpha_{aM} + \alpha_{aP}) \quad (2.3)$$

Welcher der Anteile überwiegt, ist natürlich stark von der Wellenlänge des Lasers abhängig. Gerade diesen Umstand macht sich das DIAL zu nutze. Insbesondere ist α_{aM} extrem wellenlängenabhängig (scharfe Absorptionslinien) und α_{sM} ist immerhin proportional zu $1/\lambda^4$ (Rayleigh-Streuung). Die Partikelterme α_P sind dagegen nur relativ gering wellenlängenabhängig, spielen aber zum Beispiel beim Ozon-LIDAR aufgrund der großen Wellenlängenseparation eine wichtige Rolle [Papayannis u. a., 1990; Eisele und Trickl, 2005].

2.3.1.2 Streuung in der Atmosphäre

Für DIAL-Messungen in der Atmosphäre sind vor allem zwei Streumechanismen von Bedeutung, die Streuung an Partikeln und die Rayleigh-Streuung an Molekülen, wobei letztere zumindest in der freien Troposphäre im allgemeinen den entscheidenden Beitrag liefert. Die Streuung an sphärischen Partikeln wird auch "Mie-Streuung" genannt und wird oft zur vereinfachten Beschreibung der Streuverhältnisse durch die Theorie von MIE [1908] verwendet. Zumindest für feuchte Aerosole liefert die Mie-Streuung eine brauchbare Annäherung. Die nicht-sphärische Streuung, zum Beispiel an Eiskristallen (Zirruswolken-Wolken) oder Wüstenstaub, kann für LIDAR-Messungen ebenfalls von großer Bedeutung sein, für die sich die Beschreibung durch die Mie-Streuung allerdings weniger eignet. Die viel schwächere inelastische Ramanstreuung⁶ spielt für DIAL-Messungen keine Rolle, weil das rückgestreute Raman-Licht sehr schwach und in seiner Wellenlänge gegenüber dem Laserlicht verschoben ist und bei entsprechender Filterung nicht detektiert wird. Wie später noch gezeigt wird, ist für den Betrieb des Wasserdampf-DIALs die Art des Streuvorgangs und seine exakte Quantifizierung unerheblich, weshalb an dieser Stelle nur kurz auf die wichtigsten Streumechanismen eingegangen wird.

Das ausgesendete Laserlicht wird in der Entfernung R zum LIDAR-Empfänger zurückgestreut. Im allgemeinen ist die Rückstreuung stark winkelabhängig und wird vom Rückstreuungskoeffizienten β beschrieben, der sich aus einem molekularen Anteil und einem Partikelanteil zusammensetzt:

$$\beta = \beta_M + \beta_P \quad (2.4)$$

Der LIDAR-Empfänger sieht jedoch bei einem kleinen Abstand von Laser und Empfangsteleskop annähernd nur das um 180° zurückgestreute Licht. Die Rückstreuquerschnitte für Partikel und Moleküle $\sigma_{B(M,P)}$ ergeben sich damit zu

$$\sigma_{B(M,P)} = \left. \frac{d\sigma_{(M,P)}}{d\Omega} \right|_{\vartheta=\pi}, \quad (2.5)$$

wobei sich für den molekularen Anteil und den Partikelanteil unterschiedliche Zusammenhänge zwischen σ_B und β_M bzw. β_P ergeben.

⁶Beim Raman-LIDAR wird gerade das um die für das jeweilige Spurengas charakteristische Wellenlänge verschobene zurückgestreute Licht beobachtet. Allerdings sind die Lichtmengen so gering, dass nur bei Dunkelheit gemessen werden kann.

Rayleigh-Streuung an Molekülen

Da die Luftmoleküle sehr klein gegenüber den Laserwellenlängen des LIDARs sind, kann unter Ausnahme der Wellenlängen von Absorptionslinien der molekulare Anteil der Rückstreuung des Laserlichts in der Atmosphäre am besten mit der elastischen Rayleigh-Streuung beschrieben werden. Der gesamte Rayleigh-Wirkungsquerschnitt für ein einzelnes Luftmolekül beträgt nach Bucholtz [1995]

$$\sigma_R = \frac{24\pi^3(n_s^2 - 1)^2}{\lambda^4 N_s^2(n_s^2 + 2)^2} \cdot D \quad . \quad (2.6)$$

Dabei ist n_s der Brechungsindex von Standardluft, N_s die Luftteilchendichte und D der Depolarisationsterm

$$D = \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \quad (2.7)$$

und δ der Depolarisationsfaktor, der seinerseits Wellenlängenabhängig ist und aus der Anisotropie der Luftmoleküle resultiert. Bei den für das Wasserdampf-DIAL verwendeten LIDAR-Wellenlängen um $\lambda = 817 \text{ nm}$ beträgt der Depolarisationsfaktor etwa 2.7 und der Depolarisationsterm hat damit einen Wert von $D = 1.048$ [Bates, 1984]. Der Brechungsindex von Standardluft unter Normalbedingungen ($\vartheta = 15^\circ \text{C}$ und $p = 1013.25 \text{ mbar}$) beträgt etwa 1.00027 weshalb annähernd $n_s^2 + 2 = 3$ gilt. Für den gesamten Rayleigh-Streukoeffizienten ergibt sich somit:

$$\alpha_{sM} = \alpha_R = \frac{8\pi^3(n_s^2 - 1)^2}{3N_M\lambda^4} \cdot D \quad . \quad (2.8)$$

Die Rayleigh-Streuung weist eine starke Richtungsabhängigkeit auf, die durch die einfache Beziehung

$$\frac{I(\vartheta)}{I_0} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \vartheta) \quad (2.9)$$

gegeben ist. Dabei bezeichnet I_0 die gesamte gestreute Lichtmenge, die nicht mit der eingestrahlenen oder in Richtung $\vartheta = 0$ gestreuten Lichtmenge zu verwechseln ist! Für die Rückstreuung in Richtung LIDAR-Empfänger gilt daher

$$\beta_M = \beta_R = \frac{3}{8\pi} \alpha_R = 0.119 \alpha_R \quad . \quad (2.10)$$

In Bezug auf die Rayleigh-Streuung kann für trockene Luft bis etwa 100 km Höhe eine konstante Zusammensetzung angenommen werden [Collis und Russell, 1976]. Der Brechungsindex der Luft ist allerdings von der Teilchendichte abhängig und muss für die verschiedenen Bestandteile der Luft gesondert betrachtet werden:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \sum_{i=1}^3 \frac{n_{0i}^2 - 1}{n_{0i}^2 + 2} \cdot \frac{N_i}{N_0} \quad . \quad (2.11)$$

Hierbei steht der Index $i = 1$ für trockene Standardluft ohne CO_2 , $i = 2$ für Wasserdampf und $i = 3$ für CO_2 . Darüber hinaus sind die Brechungsindizes n_i geringfügig von der Wellenlänge abhängig. Eine sehr genaue Darstellung der Sachverhalte mit numerischen Modellen für die n_i liefern Edlen [1966] und in erweiterter Form für die Atmosphäre Owens [1967].

Insbesondere der Wasserdampf hat bei hohen Konzentrationen seiner selbst einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf den Brechungsindex der Luft und damit auf die Rayleigh-Streuung, zumal seine Konzentration im Gegensatz zu der vom Kohlendioxid stark variabel ist. Zur groben Abschätzung der Rückstreuung im Fernbereich des Wasserdampf-LIDARs genügt es jedoch, trockene Luft für den Brechungsindex anzunehmen.

Für schmalbandig arbeitende LIDAR-Systeme wie das Wasserdampf-DIAL muss unter Umständen berücksichtigt werden, dass das durch Rayleigh-Streuung zum LIDAR-Empfänger zurückgestreute Licht spektral durch den Doppler-Effekt verbreitert ist [Ansmann und Bösenberg, 1987]. Dieser temperaturabhängige Effekt ist analog zu der in Kapitel 2.3.1.3 beschriebenen Temperaturverbreiterung der molekularen Absorptionslinien zu sehen.

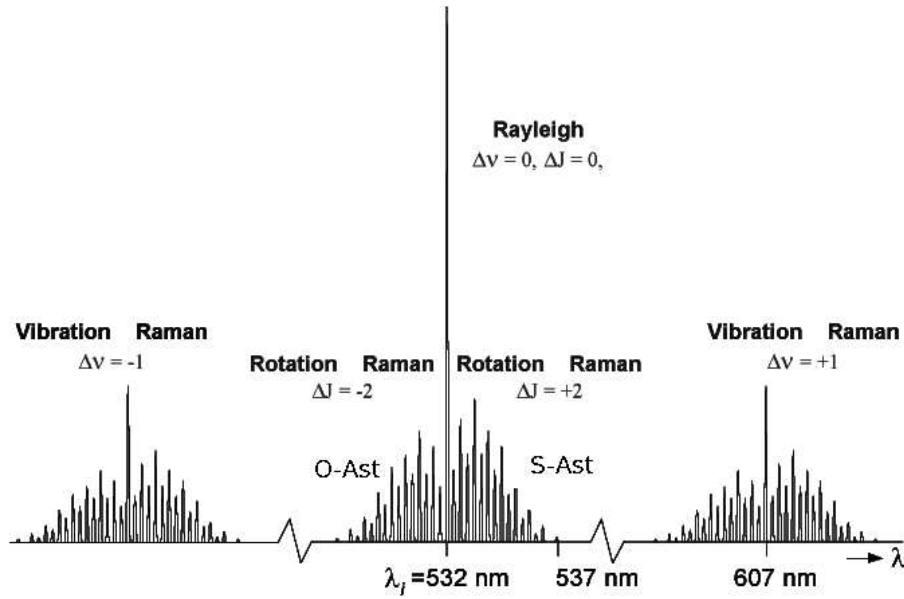


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Rayleigh- und Ramanstreuung mit reinen Rotationsübergängen und kombinierten Rotations-Vibrations-Übergängen an Stickstoffmolekülen N_2 . Das zentrale, alles überragende Maximum markiert die elastische Rayleigh-Streuung ohne Verschiebung der Wellenlänge. Die Höhe der Linien ist allerdings nicht maßstabstreu, sondern dient der Illustration der überragenden Stellung der rein elastischen Rayleigh-Streuung. Unter atmosphärischen Bedingungen überragt die zentrale Rayleigh-Linie selbst die stärksten Raman-Linien um etwa das 20-fache!

Raman-Streuung an Molekülen

Neben der rein elastischen Rayleigh-Streuung kommt es an Molekülen auch zu inelastischen Streuprozessen. Verantwortlich dafür sind Rotations- und Vibrationsübergänge der Luftmoleküle sowie von Wasserdampf und Kohlendioxid.

Rotations-Raman-Streuung

Die Rotations-Raman-Streuung spaltet sich je nach Änderung der Rotationsquantenzahl $\Delta J = 0$, $\Delta J = +2$ und $\Delta J = -2$ in einen "Q-Zweig", einen "S-Zweig" und einen "O-Zweig" auf. Der Q-Zweig ($\Delta J = 0$) ist nicht in der Wellenlänge verschoben und repräsentiert den rein elastischen Teil der Rayleigh-Streuung. Der O-Zweig und der S-Zweig zeigen sich in einem zu niedrigeren bzw. höheren Wellenlängen verschobenen Satz von Spektrallinien, deren Höhe jeweils der etwa der Boltzmann-Verteilung entsprechenden Besetzungswahrscheinlichkeit der zugehörigen Rotationszustände folgt [Herzberg, 1965].

$$P(J) = \frac{(2I+1)(2J+1) \cdot e^{\frac{-B \cdot J(J+1)}{k_B T}}}{\sum_{I,J} ((2I+1)(2J+1) \cdot e^{\frac{-B \cdot J(J+1)}{k_B T}})} \quad (2.12)$$

Dabei ist B die Rotationskonstante, die der Energie des niedrigsten Rotationszustandes entspricht. J und I sind die Rotations- bzw. die Kerndrehimpulsquantenzahl, die jeweils eine Entartung von $2J+1$ bzw. $2I+1$ aufweisen. Somit entspricht $B \cdot J(J+1)$ gerade der Energie des Rotationszustandes mit der Quantenzahl J . Sind für Sauerstoff nur ungerade Werte von J zulässig, so unterscheiden sich bei Stickstoff die Besetzungszahlen für gerade und ungerade J um den Faktor 2. Der in Gleichung 2.6 berechnete Wirkungsquerschnitt schließt die Rotations-Raman-Streuung ein, die

durch den Depolarisationsterm repräsentiert wird. Als Rayleigh-Streuung bezeichnet man daher die rein elastische Streuung einschließlich Rotations-Raman-Streuung.

Insgesamt beträgt der Anteil der Rotations-Raman-Streuung in normaler Luft etwa 4% der Rayleigh-Streuung, also ein nicht zu vernachlässigender Anteil, der allerdings durch schmalbandige Filterung im LIDAR-Empfänger weitgehend eliminiert werden kann.

Vibrations-Raman-Streuung

Neben den reinen Rotationsübergängen kommt es an Molekülen zusätzlich zu Vibrationsübergängen mit $\Delta J = 0$ und $\Delta \nu = \pm 1$ und kombinierten Übergängen von Vibrations- und Rotationszuständen mit $\Delta J = \pm 2$ und $\Delta \nu = \pm 1$, wobei ν die Vibrationsquantenzahl ist. Reine Vibrationsübergänge ($\Delta J = 0$) an Luftmolekülen sind zwar im Einphotonenprozess nicht möglich [Hollas, 1992], wohl aber im Zweiphotonenprozess. Die für das jeweilige Molekül typische Verschiebung der Wellenlänge durch die Vibrations-Raman-Streuung ist für die verschiedenen Luftbestandteile stark unterschiedlich und weit größer als die Verschiebung durch die reine Rotations-Raman-Streuung. So beträgt die Wellenlänge des vibrationsverschobenen Raman-Streulichts von Wasserdampf etwa 384.5 nm bei einer Laserwellenlänge von 337.1 nm [Inaba, 1976]. Die Vibrations-Raman-Streuung wird nicht durch den Wirkungsquerschnitt in Gleichung 2.6 repräsentiert und ist damit auch nicht Bestandteil der Rayleigh-Streuung. Im Raman-LIDAR werden die vibrationsverschobenen Banden zur Spurengasmessung verwendet. Allerdings sind die Übergangswahrscheinlichkeiten der Rotations-Vibrations-Übergänge vergleichsweise gering, weshalb das daraus resultierende Rückstreulicht um etwa 3 bis 4 Größenordnungen schwächer ist als das der Rayleigh-Streuung. Darüber hinaus ist das Rückstreulicht durch die wahrscheinliche Kombination mit Rotationsübergängen (im Sichtbaren über einige Nanometer) über viele Einzellinien verteilt, wodurch bei der Detektion nicht schmalbandig gefiltert werden kann. Aus beidem begründet sich, warum Wasserdampfmessungen bis in große Höhen mit dem Raman-LIDAR nur bei Dunkelheit möglich sind.

Streuung an Partikeln

Für sphärische Partikel, die groß gegenüber der Wellenlänge sind, beschreibt die Mie-Streuung den Streuvorgang von Licht. Solche Partikel sind vor allem feuchte⁷ Aerosole, wie sie hauptsächlich in der unteren Troposphäre und in Bodennähe anzutreffen sind und auch häufig als Dunst zu beobachten sind.

Die exakte Beschreibung der Mie-Streuung [MIE, 1908] ist sehr komplex. Eine vereinfachte Darstellung mit den für das Wasserdampf-LIDAR wesentlichen Aspekten wird jedoch von Collis und Russell [1976] gegeben. Von entscheidender Bedeutung ist dabei das Verhältnis $\chi = \frac{a}{\lambda}$ von Partikelradius zur Wellenlänge des Lichts. Die Mie-Streuung wird üblicherweise bei sphärischen Partikeln mit $\chi \geq 0.1$ zur Beschreibung eingesetzt. Für $\chi \rightarrow 0$ findet der Übergang zur Rayleigh-Streuung und für $\chi \rightarrow \infty$ zur geometrischen Optik statt.

Für eine gegebene Größenverteilung von Partikeln $N(a)$ ergibt sich der Rückstreukoeffizient

$$\beta_P(\lambda) = \int_0^\infty \sigma_\beta(a, \lambda, m) N_P(a) da \quad . \quad (2.13)$$

Für diese Arbeit genügt es zu wissen, dass bei typischen Aerosolverteilungen die Mie-Rückstreuung oberhalb der Grenzschicht meistens einen untergeordneten Anteil an der Gesamtückstreuung einnimmt. Eine erhöhte Aerosolkonzentration in der freien Troposphäre kann die gesamte Rückstreuung jedoch signifikant erhöhen, was für den Betrieb des Wasserdampf-DIALs eher positiv zu bewerten ist.

⁷Feine Staubpartikel haben eine hohe Affinität zu Wasser und lagern im allgemeinen ein Vielfaches ihres Eigengewichts an Wasser um sich herum an. Diese Wassertröpfchen sind annähernd kugelförmig.

2.3.1.3 Molekulare Absorption

Die für das differentielle Absorptions-LIDAR entscheidende molekulare Absorption der zu untersuchenden Spurengase zeigt sich in charakteristischen Absorptionslinien und Banden. Daran sind neben rein elektronischen Übergängen auch die schon bei der Raman-Streuung erwähnten Vibrations- und Rotationsübergänge beteiligt, wobei hier andere Auswahlregeln gelten, da bei der reinen Absorption, anders als bei der inelastischen Raman-Streuung, kein zweites Photon beteiligt ist. So gilt für Einphotonen-Rotationsübergänge $\Delta J = \pm 1$. Die molekulare Absorption kann im Bereich von Absorptionslinien und Banden bei atmosphärischen Konzentrationen alle anderen Extinktionsfaktoren um ein Vielfaches übersteigen und bereits nach geringen Lichtwegen zur völligen Auslöschung führen. So liegt die mittlere Lichtweglänge im Bereich der starken Wasserdampf-Absorptionsbanden im Infraroten auf Meereshöhe typischer Weise bei weniger als 100 m.

Der molekulare Absorptionskoeffizient

$$\alpha_{aM} = N_M \cdot \sigma_M(\lambda) \quad (2.14)$$

ist stark wellenlängenabhängig. Als Linienstärke wird das Integral über den gesamten Wirkungsquerschnitt der Linie bezeichnet:

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{aM}(\lambda) d\lambda \quad (2.15)$$

Maßgeblich für die Linienstärke ist dabei die Quantenmechanik des Übergangs vom Zustand i in den Zustand j :

$$S_{ij} = \frac{8\pi^3 \nu_{ij}}{3hc^2} \cdot \frac{N_i}{g_i N} \cdot |R_{ij}|^2 \cdot (1 - e^{-\frac{h\nu_{ij}}{kT}}) \quad (2.16)$$

Dabei ist ν_{ij} die Frequenz des beim Übergang absorbierten bzw. emittierten Photons, R_{ij} das Matrixelement des Dipolmoments und h das Plancksche Wirkungsquantum. Die Zustandsdichte $\frac{N_i}{N}$ des Zustandes i mit der Entartung g_i , ist der Boltzmann-Verteilung entsprechend temperaturabhängig:

$$\frac{N_i}{g_i N} = \frac{e^{-\frac{E_i}{kT}}}{Z} \quad (2.17)$$

Hierbei ist Z die Zustandssumme über alle Zustände und E_i das Energieniveau des i -ten Zustands. Die Matrixelemente des elektrischen Dipolmoments $\boldsymbol{\mu}$ errechnen sich aus den Wellenfunktionen der Zustände i und j :

$$R_{ij} = \int \psi_i^* \boldsymbol{\mu} \psi_j dV \quad (2.18)$$

Es sind auch Übergänge mit einer Änderung des magnetischen Dipolmoments oder des elektrischen Quadrupolmoments möglich, die jedoch nur sehr geringe Linienstärken bewirken. Diese sind typischerweise um 5 bzw. 8 Größenordnungen schwächer als elektrische Dipolübergänge und für LIDAR-Messungen kaum von Bedeutung [Zuev, 1976].

Linienform

Natürliche Linienbreite

Die natürliche Linienbreite ist eine Folge der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta\omega\Delta t \geq 1 \quad (2.19)$$

mit $\omega = 2\pi\nu$, und ergibt sich aus der endlichen Lebensdauer der am Übergang beteiligten Zustände i und j :

$$\Delta\nu_{ij} \geq \frac{32\pi^3\nu_{ij}^3}{4\pi\epsilon_0 \cdot 3hc^3} |R_{ij}|^2 \quad . \quad (2.20)$$

Unter atmosphärischen Bedingungen dominieren jedoch stets Druck- und Temperaturverbreiterung, so dass die natürliche Linienbreite keine Rolle spielt. Sie hat typischer Weise eine Größenordnung von einigen 10 MHz, während atmosphärische Linienbreiten meist einige GHz und mehr betragen.

Druckverbreiterung

Mit zunehmendem Druck nimmt die Zahl der Stöße der Moleküle untereinander zu. Wie die natürliche Linienbreite ist auch die Druckverbreiterung ein Folge der Energie-Zeit-Unschärfe die sich hier aus der durch Stöße verkürzten Lebensdauer der Zustände ergibt. In seiner einfachsten Form beschreibt die druckverbreiterte Linie eine Lorentz-Kurve:

$$\sigma_{ij}(\nu) = \frac{S_{ij}}{\pi} \cdot \frac{\gamma_L}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \gamma_L^2} \quad . \quad (2.21)$$

Dabei ist γ_L die halbe Halbwertsbreite der Absorptionslinie. Eine einfache Annäherung für γ_L ist

$$\gamma_L = \gamma_{L0} \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \quad (2.22)$$

mit $\gamma_{L0} = \gamma_L(p_0, T_0)$ [Hinkley u. a., 1976]. Meist wird für $(p_0, T_0) = (1013 \text{ mb}, 296 \text{ K})$ angesetzt. Der Wert von m liegt im Falle idealer Gase bei 1/2. Für reale Gase liefern allerdings empirisch ermittelte Näherungsformeln bessere Ergebnisse. So wurde zum Beispiel für Wasserdampf folgende Formel empirisch abgeleitet [Ponsardin und Browell, 1997]:

$$\gamma_L = \gamma_V \left(7.7254 - 6.7254 \sqrt{1 + 0.3195 \left(\frac{\gamma_G}{\gamma_V} \right)^2} \right) \quad , \quad (2.23)$$

wobei γ_V die halbe empirisch ermittelte Voigt-Linienbreite (siehe unten) und γ_D die halbe Linienbreite der rein temperaturbedingten Dopplerverbreiterung (siehe unten) ist. Im Bereich der Troposphäre liefert die Druckverbreiterung den größten Beitrag zur gesamten Linienbreite.

Temperaturverbreiterung

Der zweite wichtige Verbreiterungseffekt hat seine Ursache im Doppler-Effekt. Die temperaturabhängige Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Gasmoleküle führt zu einer Gauß-förmig verbreiterten Linie:

$$\sigma_{ij}(\nu) = \frac{S_{ij}}{\gamma_D} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot e^{-\frac{(\nu - \nu_{ij})^2 \ln 2}{\gamma_D^2}} \quad . \quad (2.24)$$

Hierbei ist γ_D die halbe Halbwertsbreite und errechnet sich zu

$$\gamma_D = \frac{\nu_{ij}}{c} \cdot \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}} \quad , \quad (2.25)$$

wobei m die Molekülmasse ist. Die Temperaturverbreiterung spielt vor allem in großen Höhen eine entscheidende Rolle, wo aufgrund des niedrigen Drucks die Stoßverbreiterung an Bedeutung verliert.

Gefaltete Linienform

In Bereichen, in denen sowohl die Lorentz-förmige Druckverbreiterung als auch Gauß-förmige Temperaturverbreiterung das Linienprofil verbreitern, können Absorptionslinien am besten durch das

Voigt-Profil beschrieben werden, das einer Faltung von Gauß- und Lorentz-förmigen Profilen gleichkommt [Demtröder, 1993]:

$$\sigma_{ij}(\nu) = \frac{\gamma_L}{\gamma_D} I_0(\nu_{ij}) N_i \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{4\pi^3}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{(\nu-\nu_{ij})^2 \ln 2}{\gamma_D^2}}}{(\nu - \nu_{ij})^2 + (\frac{\gamma_L}{2})^2} d\nu \quad . \quad (2.26)$$

Die exakte Berechnung von Linienformen unter Einfluss von Druck und Temperatur ist sehr aufwendig. Neben der Linienverbreiterung durch Druck und Temperatur kann auch noch der Effekt der Druckverschiebung eine Rolle spielen [Demtröder, 1993]. Durch elastische Stöße kann außerdem der Doppler-Anteil an der Voigt-Linienbreite reduziert werden [Dicke, 1953]. Dieser auch als "Dicke-Narrowing" bekannte Effekt, führt zu einer signifikanten Abweichung von der reinen Voigt-Linienform. Galatry [1961] beschreibt mit dem recht aufwendig zu berechnenden Galatry-Profil sehr genau die Verhältnisse mit Abweichungen von wenigen Promille. Ponsardin und Browell [1997] zeigen jedoch, dass auch ein einfach zu berechnendes modifiziertes Voigt-Profil, welches entkoppelte Doppler- und Lorentz-Linienbreiten verwendet, auch eine sehr gute Approximation an die experimentell bestimmte Linienform erlaubt, die dem Galatry-Profil kaum nachsteht.

Für viele atmosphärische Spurengase wurden Linienformen sehr genau vermessen und berechnet und mit entsprechenden Parametern in der HITRAN-Datenbank gespeichert [HITRAN, 2003]. Daher werden üblicher Weise zunächst an Hand dieser Linienparameter die für DIAL-Messungen geeigneten Linien ausfindig gemacht. Im Einzelnen müssen für eine exakte Analyse jedoch sehr genaue Informationen über die Linienform in Abhängigkeit von der Höhe vorliegen, so dass numerische Berechnungen von Linienform und -Stärke nicht ausbleiben.

2.3.2 Das DIAL-Prinzip

Das LIDAR sendet kurze Laserpulse aus und detektiert zeitlich aufgelöst das aus der Atmosphäre zurückgestreute Licht. Aus der Lichtlaufzeit T wird die Entfernung des Streuvorgangs R bestimmt:

$$R = \frac{c \cdot T}{2} \quad . \quad (2.27)$$

Die Entfernungsauflösung Δr ist prinzipiell durch die Pulsdauer τ des Lasers begrenzt:

$$\Delta r = \frac{c \cdot \tau}{2} \quad . \quad (2.28)$$

Die hier verwendeten Lasersysteme mit einer Pulsdauer von maximal 4 ns würden also eine Entfernungsauflösung von 0.6 m erlauben. Praktisch ist die Entfernungsauflösung jedoch auf die Länge eines sogenannten "Bin" begrenzt. Unter einem Bin versteht man ein der Zeitauflösung entsprechendes Einzelregister des Transientenrekorders. Bei einer Abtastrate von 20 MHz entspricht ein Bin einem Entfernungsintervall von $\delta_i = 7.5$ m. Die hier verwendeten Transientenrekorder verfügen über jeweils 16384 Bins und somit über eine Reichweite von 122.88 km. Aus technischen Gründen werden bei dem hier entwickelten System die Laserpulse nur senkrecht in die Atmosphäre geschossen, womit die Entfernungsauflösung auch gleichzeitig die Höhenauflösung des Systems ist. Im praktischen Betrieb wird die Höhenauflösung jedoch im allgemeinen wesentlich größer als die möglichen 7.5 m gewählt werden.

2.3.2.1 Die LIDAR-Gleichung für das DIAL

Das LIDAR-Signal entsteht durch die Rückstreuung der ausgesendeten Laserpulse gemäß Gleichung 2.5. Der vom Empfangsteleskop aufgefangene Anteil des Lichts entspricht dem Raumwinkelanteil, den die Teleskopfläche A_T vom Streuer in der Entfernung r aus betrachtet einnimmt:

$$d\Omega = \frac{A_T}{r^2} \quad . \quad (2.29)$$

Damit errechnet sich das LIDAR-Signal $S(\lambda, r)$ in der sogenannten "LIDAR-Gleichung" zu

$$S(\lambda, r) = W_L \cdot A_T \cdot \eta(\lambda) \cdot \beta(\lambda, r) \frac{1}{r^2} \cdot e^{-2 \int_0^r \alpha(\lambda, r') dr'} . \quad (2.30)$$

Dabei ist W_L die Pulsenergie des Lasers und η der Wirkungsgrad des Detektionssystems. Genaugenommen gilt diese Gleichung nur für den Fall, dass das empfangene Licht keiner Mehrfachstreuung unterliegt. Für klare Luft mit Sichtweiten über 5 km kann dies jedoch hinreichend angenommen werden [Ackermann u. a., 1999]. Des weiteren unterstellt die Gleichung quasi monochromatische Laser-Strahlung und eine ebenso monochromatische Rückstreuung. Dies ist zumindest für den Rayleigh-Anteil der Rückstreuung nicht gegeben, was unter extremen Bedingungen zu erheblichen Messfehlern bis zu 30% führen kann [Ansmann und Bösenberg, 1987], wenn nicht geeignete Korrekturen in die Auswertung integriert werden. Für die Auswertung der Messungen mit dem Wasserdampf-DIAL müssen teilweise exakte Korrekturterme hinzugefügt werden (siehe unten). Eine umfassende Darstellung unter Berücksichtigung sämtlicher Wellenlängenabhängigkeiten liefert Bösenberg [1998]. Für die Messungen von Spurengaskonzentrationen wird zweckmäßiger Weise eine Absorptionslinie des Spurengases gewählt, die im Messbereich eine deutlich messbare Extinktion des Laserstrahls zur Folge hat, aber noch nicht zu einer völligen Auslöschung führt. Die spezifisch vom Spurengas absorbierte Laserwellenlänge wird im Folgenden als λ_{on} bezeichnet.

Wenn nun die Moleküldichte eines Spurengases bestimmt werden soll, muss man den zusammengesetzten Extinktionskoeffizienten aus Kapitel 2.3.1.1 nehmen und in Gleichung 2.30 die Abhängigkeit von der Moleküldichte explizit einsetzen, wobei spektroskopische Details hier zunächst noch nicht berücksichtigt werden:

$$S(\lambda_{on}, r) = W_L \cdot A_T \cdot \eta(\lambda_{on}) \cdot \beta(\lambda_{on}, r) \frac{1}{r^2} \cdot \exp(-2 \int_0^r (N_M(r') \sigma_{aM}(\lambda_{on}, r') + \alpha_R(\lambda_{on}, r') + \alpha_P(\lambda_{on}, r')) dr') . \quad (2.31)$$

Hierbei sind N_M die Moleküldichte, σ_{aM} der molekulare Absorptionsquerschnitt des zu untersuchenden Spurengases, α_R der Extinktionskoeffizient der Rayleigh-Streuung (aller vorhandenen Moleküle) und α_P der Extinktionskoeffizient der Streuung und Absorption durch Partikel. Durch Multiplikation mit r^2 , Logarithmieren und Bildung der Ableitung nach r bekommt man:

$$\frac{d}{dr} \ln \left(\frac{r^2 S}{W_L \cdot A_T \cdot \eta(\lambda_{on}) \cdot \beta(\lambda_{on}, r)} \right) = -2N\sigma_{aM}(\lambda_{on}, r) - 2\alpha_R(\lambda_{on}, r') - 2\alpha_P(\lambda_{on}, r') \quad (2.32)$$

Damit ist allerdings noch nicht sehr viel gewonnen, wenn die von r abhängigen Terme nicht sehr genau bekannt sind. Eine sehr elegante Lösung bietet die Betrachtung der differentiellen Absorption im DIAL-Verfahren mit der Durchführung einer Referenz-Messung auf einer Referenzwellenlänge λ_{off} , die so gewählt wird, dass sämtliche wellenlängenabhängigen Terme möglichst unverändert (oder wenigstens in bekanntem Maße verändert) bleiben und nur die stark wellenlängenabhängige molekulare Absorption eine signifikante Änderung erfährt:

$$\sigma_{aM}(\lambda_{on}) = \sigma_{on} \gg \sigma_{off} = \sigma_{aM}(\lambda_{off}) \quad (2.33)$$

Damit erhält man eine weitere Gleichung 2.32 für λ_{off} . Von einander in Abzug gebracht fallen sämtliche für λ_{on} und λ_{off} identischen Terme weg und es ergibt sich eine erstaunlich einfache Lösung, die als DIAL-Gleichung bezeichnet wird:

$$N_M(r) = \frac{1}{2(\sigma_{on}(r) - \sigma_{off}(r))} \cdot \frac{-d}{dr} \ln \frac{S_{on}(r)}{S_{off}(r)} \quad (2.34)$$

Hierbei ist $S_{on}(r) = S(\lambda_{on}, r)$ und $S_{off}(r) = S(\lambda_{off}, r)$. Zu beachten ist, dass die Abhängigkeit von σ_{on} und σ_{off} von r möglichst genau bekannt sein sollte. Die Hauptaufgabe besteht jetzt darin, numerisch die Ableitung des Logarithmus zu bestimmen, wofür sich verschiedene Verfahren der numerischen Mathematik bewährt haben, allen voran die Methode der linearen Regression. Dieses Verfahren wird in Kapitel 3.2 eingehend behandelt.

2.3.3 Wasserdampfmessungen

Die schmalbandige Linienstruktur von Wasserdampf im nahen Infrarot erlaubt die Wahl im Spektrum relativ dicht zusammenliegender LIDAR-Wellenlängen und der reinen Betrachtung der differentiellen Absorption. Sämtliche Faltungen der eigentlichen Extinktion mit den unterschiedlichen Streufunktionen fallen bei der Berechnung der differentiellen Absorption wieder weg. Bei Verwendung schmaler Absorptionslinien, wie dies beim Wasserdampf möglich ist, erweist sich deshalb die DIAL-Methode als außerordentlich vorteilhaft. Daher ist das Wasserdampf-DIAL von der Art der Streuprozesse und deren Wirkungsquerschnitten, Winkelabhängigkeiten sowie Wellenlängenabhängigkeiten weitgehend unabhängig. Sogar die $(1/\lambda^4)$ -Abhängigkeit der Rayleigh-Streuung spielt bei geeigneter Wahl von λ_{on} und λ_{off} kaum eine Rolle. Da sämtliche von r abhängigen Faktoren in der LIDAR-Gleichung 2.31 für beide LIDAR-Wellenlängen nahezu gleich sind, vereinfacht sich die Auswertung der LIDAR-Signale ganz erheblich und die LIDAR-Gleichung lässt sich für Wasserdampf-DIAL in die einfache DIAL-Gleichung 2.34 überführen. Allerdings muss sehr genau analysiert werden, wie groß die Fehler sind, die durch die vereinfachenden Annahmen hinsichtlich der spektroskopischen Details entstehen. Insbesondere muss berücksichtigt werden, dass $\sigma(\lambda)$ auch von r abhängig ist. Auch muss abgeschätzt werden, welchen Einfluss die Doppler-Verbreiterung der Rayleigh-Streuung hat.

2.3.3.1 Die Wahl der Absorptionslinien

Das elektronische Absorptionsspektrum von Wasserdampf befindet sich im harten UV bei Wellenlängen unter 186 nm [Zuev, 1976]. Bei diesen Wellenlängen ist die Atmosphäre infolge der Lichtabsorption durch Molekularen Sauerstoff (O_2) optisch dicht, daher der Begriff "Vakuum-UV" (VUV). Somit sind hier keine LIDAR-Messungen möglich und man ist auf den infraroten Spektralbereich mit den Rotations- und Vibrationsübergängen von Wassermolekülen angewiesen. Das unter anderem für den atmosphärischen Treibhauseffekt mitverantwortliche Vibrations- und Rotationspektrum von Wasserdampf bildet drei Hauptbanden bei $2.734 \mu\text{m}$, $2.662 \mu\text{m}$ und $6.27 \mu\text{m}$ mit entsprechenden Kombinationsbanden und Oberwellen im Infraroten und Sichtbaren. Weitere schwächere Vibrations-Rotations-Banden liegen bei $1.87 \mu\text{m}$, $1.38 \mu\text{m}$, $1.1 \mu\text{m}$, 935 nm , 815 nm und 720 nm . Im Sichtbaren gibt es einige weitere sehr schwache Banden.

Die Feinstruktur des Rotations-Vibrations-Spektrums von Wasserdampf ist extrem komplex und unübersichtlich. Die einzelnen Banden bestehen aus tausenden von Linien, die in hochauflösender Spektroskopie untersucht worden sind. Mit der Einführung höherer Auflösungen, schmalbandiger und abstimbarer Lasersysteme kommen jedoch laufend neue Linien hinzu. Für DIAL-Messungen müssen die verwendeten Linien mehrere Forderungen erfüllen:

- Die Linienstärke muss auch bei trockener Luft hinreichend stark für eine signifikante Schwächung des Laser-Lichts sein, darf aber nicht zu stark sein, damit es nicht zur Auslöschung kommt.
- Die Linie sollte hinreichend schmal sein, um weitgehend unabhängig von anderen wellenlängenabhängigen Faktoren zu sein.
- Die Linie muss im Verfügbarkeitsbereich starker schmalbandiger und abstimbarer Lasersysteme liegen.
- Die Linie sollte im Bereich starker Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen liegen, um möglichst viel Streulicht zu erhalten. Damit scheiden Wellenlängen über $1 \mu\text{m}$ aus.
- Die Temperaturabhängigkeit sowie die Druckverschiebung sollten im Rahmen der atmosphärischen Bedingungen möglichst gering sein.
- Die Linie sollte ausreichenden Abstand von Nachbarlinien haben, so dass ihr Wirkungsquerschnitt unter atmosphärischen Bedingungen nicht durch die Ausläufer von Nachbarlinien signifikant verfälscht wird.

- Es sollten keine Absorptionslinien anderer Spurengase in der Nähe der LIDAR-Wellenlängen liegen.

Vor dem Hintergrund des geplanten Einsatzes eines Titan:Saphir-Laserverstärkers mit einer maximalen Ausgangsleistung im Bereich von 800 nm war es naheliegend, Absorptionslinien aus der 815 nm-Bande wählen. Die gegenüber der 720 nm-Bande, die ebenfalls noch im Arbeitsbereich des Titan:Saphir-Verstärkers liegt, um etwa 40% reduzierte Rayleigh-Streuung sollte durch die bessere Leistung des Titan:Saphir-Verstärkers bei 815 nm wieder ausgeglichen werden. Andere, mit Alexandrit-Lasern arbeitende DIAL-Systeme greifen wegen dessen Arbeitsbereich auf die 720 nm-Bande zurück. Die anderen Anforderungen für den DIAL-Einsatz werden von etlichen Linien aus dem 815 nm-Band ebenfalls erfüllt.

Für spektroskopische Messungen sind sehr viele Absorptionslinien von den wichtigsten Spurengasen in der HITRAN [2003] -Datenbank kartiert und parametrisiert. Speziell im Hinblick auf LIDAR-Messungen in der Atmosphäre wurden viele Linien um 815 nm von Wasserdampf von Ponsardin und Browell [1997] genauestens untersucht und vermessen. So wurde als Absorptionslinie zunächst eine der stärksten von Ponsardin und Browell [1997] untersuchten Linien mit einer Wellenlänge von $\lambda_{on} = 817.223$ nm (Vakuum) gewählt, welche auch vom NASA-Team eingesetzt wird [Ismail u. a., 2000]. Die Linie hat eine Stärke von $41.2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ und sollte auch für außerordentlich trockene Luftverhältnisse Messungen der Wasserdampfkonzentration erlauben, wie im Folgenden noch gezeigt wird. Die entsprechende Referenzwellenlänge wurde möglichst in der Nähe, jedoch in einem "linienfreien" Bereich mit $\lambda_{off} = 817.351$ nm gewählt. Zur exakten Berechnung der Linienform stellte Ponsardin [2005] zusätzliche Daten zur Verfügung.

An dieser Stelle ist anzumerken, dass Wasserdampf auch in diesem Wellenlängenbereich eine hochkomplexe Linienstruktur bietet, und die Wahl der "richtigen Linien" für DIAL-Messungen von Parametern abhängt, die bisher nur für eine recht kleine Auswahl von Linien ausreichend genau bekannt sind. Somit wird eine exakte Vermessung von Linien zur Festlegung der LIDAR-Wellenlängen und einer möglichst fehlerfreien Auswertung der LIDAR-Profile wichtiger Bestandteil der zukünftigen Weiterentwicklung des Wasserdampf-DIALs sein.

2.3.3.2 Wirkungsquerschnitt der Wasserdampf-Absorptionslinien

Für die Lösung der DIAL-Gleichung 2.34 muss möglichst genau bekannt sein, wie der differentielle Absorptionsquerschnitt $\Delta\sigma(r) = \sigma_{off} - \sigma_{on}$ mit der Höhe veränderlich ist. Verantwortlich für die Veränderlichkeit sind die in Kapitel 2.3.1.3 beschriebene Druck- und Temperaturverbreiterung und in geringerem Maße die Druckverschiebung. Darüber hinaus kann die spektrale Verbreiterung der Rayleigh-Streuung durch den Doppler-Effekt erheblichen Einfluss haben, was dazu führt, dass Hin- und Rückweg des Lichts bei der Lösung der LIDAR-Gleichung getrennt und mit verschiedenen effektiven Absorptionsquerschnittsdifferenzen $\Delta\sigma_{\uparrow}$ und $\Delta\sigma_{\downarrow}$ betrachtet werden müssen.

Die Ermittlung der Absorptionsquerschnittsdifferenzen von $\Delta\sigma_{\uparrow,\downarrow}(r)$ stellt eine der wesentlichen Aufgaben bei der exakten Berechnung von Wasserdampfprofilen aus den gemessenen LIDAR-Signalen dar. Im Idealfall sollte ein kompletter Datensatz mit Werten von $\sigma_{\uparrow,\downarrow}$ für alle r bei den beiden LIDAR-Wellenlängen λ_{on} und λ_{off} zur Verfügung stehen. Praktisch wird es jedoch nur möglich sein, zunächst für bestimmte Höhenbereiche verallgemeinerte Werte für $\Delta\sigma_{\uparrow,\downarrow}$ anzunehmen und die Zwischenwerte durch Interpolation oder Approximation festzulegen. Insbesondere ist die Temperaturverteilung von großem Interesse für die Berechnung von $\Delta\sigma_{\uparrow,\downarrow}$, weshalb für den zukünftigen LIDAR-Betrieb die simultane Aufnahme von Temperaturprofilen vorgesehen ist.

Allgemein gilt für die effektiven Absorptionsquerschnitte

$$\sigma_{\uparrow,\downarrow}(r) = \int_{\nu} g_{\uparrow,\downarrow}(\nu, r) d\nu \quad , \quad (2.35)$$

wobei $g_{\uparrow,\downarrow}(\nu, r)$ die jeweilige lokale spektrale Verteilung des Lichts auf dem Weg nach oben beziehungsweise nach unten ist. Für $\Delta\sigma_{\uparrow}$ kann bei Verwendung hinreichend schmalbandiger Lasersysteme und Einstellung der Wellenlänge auf das Zentrum der Wasserdampfabsorptionslinie zunächst

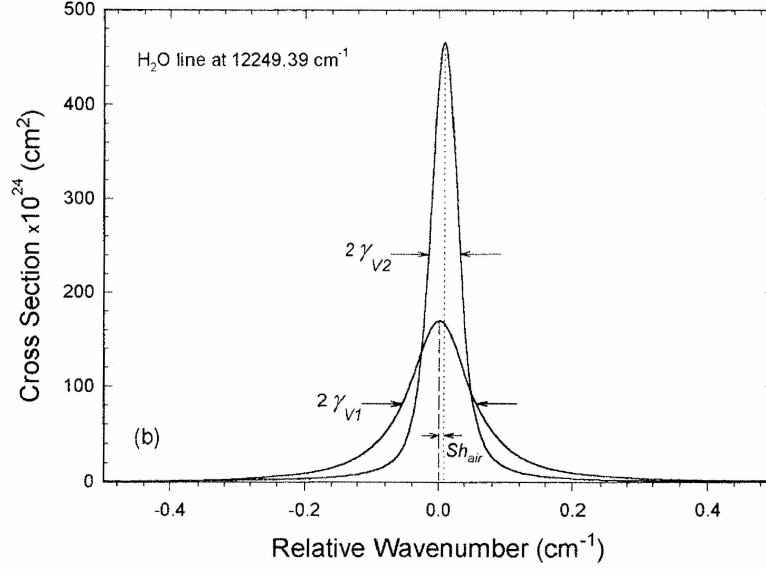


Abbildung 2.4: Mit dem Luftdruck und entsprechend mit der Höhe verändert sich die Linienform einer Wasserdampf-Absorptionslinie deutlich. Die schmale Linie spiegelt die Verhältnisse bei reinem Wasserdampf und einem Druck von 30.2 mbar, und die breite Linie bei zusätzlichem Luftdruck von 530.3 mbar (entspr. 5 km Höhe) wieder. Die Temperatur beträgt in beiden Fällen 51 °C. Auch ist eine geringe Druckverschiebung zu erkennen, die allerdings keinen nennenswerten Einfluss auf den Absorptionsquerschnitt im Bereich der Linienmitte hat, wohl aber in den Flanken. Die Linienbreite der im Wasserdampf-DIAL verwendeten Laserstrahlung beträgt nur etwa ein Zwanzigstel der Wasserdampflinienbreite unter atmosphärischen Bedingungen. Bildquelle: Ponsardin und Browell [1997].

vereinfachend angenommen werden, dass sich die spektrale Verteilung der Laserstrahlung nur unwesentlich mit der Höhe ändert und somit

$$\sigma_{on\uparrow}(r) \approx \sigma(\lambda_{on}, r) \quad (2.36)$$

gilt. Die Berechnung von $\sigma_{\downarrow}(\nu, r)$ ist hingegen wesentlich aufwendiger, da die spektrale Verteilung von $g_{\downarrow}(\nu, r)$ eine Mischung aus nicht verbreiteter Streuung an Partikeln und Doppler-verbreiteter Rayleigh-Rückstreuung ist. Letztere ist von der Temperatur und somit deutlich von der Höhe abhängig (siehe Kapitel 2.3.3.3):

$$\sigma_{on\downarrow}(r) = \int_{\nu} g(\nu, r) \cdot \sigma(\nu, r) d\nu \quad (2.37)$$

Auch hierbei ist unterstellt, dass sich die spektrale Verteilung vor dem Streuvorgang nicht signifikant verändert hat. Da $\sigma(\nu, r)$ in der Troposphäre durch ein Voigt-Integral (Gleichung 2.26) dargestellt wird, erfolgt die Berechnung numerisch mit Hilfe geeigneter Computerprogramme.

Dazu wird für verschiedene mit der Höhe verbunden Drücke und Temperaturen das Voigt-Integral 2.26 ausgewertet, um ein möglichst genaues Verhalten der Absorptionslinie zu beschreiben. Ein Beispiel für die Veränderlichkeit der Linien im Bereich der Troposphäre liefert Abb. 2.4. Es ist zu erkennen, dass sich nicht nur der Absorptionsquerschnitt im Linienzentrum und die Linienbreite ändern, sondern auch eine kleine Druckverschiebung des Linienzentrums auftritt.

2.3.3.3 Doppler-Verbreiterung des Rayleigh-Streulichts

Bei der Rayleigh-Streuung kommt es durch den temperaturabhängigen Doppler-Effekt zu einer Linienverbreiterung. Diese spielt unter bestimmten Umständen eine erhebliche Rolle, vor allem im Übergangsbereich von stark aerosolhaltigen Luftschichten zu klaren Luftschichten [Ansmann und Bösenberg, 1987]. Gäbe es nur die Licht-Streuung an Aerosolen, so müsste dieser Effekt in der DIAL-Gleichung nicht berücksichtigt werden. Vor allem in der freien Troposphäre liefert die Streuung an Aerosolen jedoch meist nur einen untergeordneten Beitrag zur gesamten Rückstreuung, während die Rayleigh-Streuung den Hauptanteil liefert. Da das Laserlicht vor dem Streuvorgang noch nicht verbreitert ist, müssen, wie bereits erwähnt, für Hinweg und Rückweg des gestreuten Lichts unterschiedliche Absorptionsquerschnitte $\sigma_{aM\uparrow}(\lambda_{on}, r)$ und $\sigma_{aM\downarrow}(\lambda_{on}, r)$ mit den diesbezüglich recht schmalen Wasserdampflinien herangezogen werden. In der LIDAR-Gleichung müssen Hin- und Rückweg des Lichts getrennt betrachtet werden. Darüber hinaus ist eine Änderung der spektralen Verteilung des rückgestreuten Lichts zu erwarten, was in einem zusätzlichen Korrekturterm $G(\lambda_{on})$ berücksichtigt werden sollte [Bösenberg, 1998]:

$$G(\lambda, r) = \frac{\int_{\lambda} \frac{d}{dr}(l_{\downarrow}(\lambda, r)) \cdot T_M(\lambda, r) d\lambda}{\int_{\lambda} l_{\downarrow}(\lambda, r) T_M(\lambda, r) d\lambda} \quad (2.38)$$

Dabei ist $l_{\downarrow}(\lambda, r)$ die spektrale Verteilung des zurückgestreuten Lichts in der Höhe r und T_M der molekular geschwächte Anteil der Transmission gemäß Gleichung 2.1.

Genaugenommen ist das durch Rayleigh-Streuung zurückgestreute Licht nicht nur durch den Doppler-Effekt Gauß-förmig verbreitert, sondern es erfährt durch die Brillouin-Streuung eine zusätzliche Verbreiterung, die allerdings vergleichsweise gering ist. Nach Bösenberg [1998] erhält man eine ausreichend gute Approximation für die spektrale Verteilung, wenn man weiterhin eine Gauß-förmige Verteilung annimmt die aber um $\gamma_R = 1.2\gamma_D$ in Meereshöhe und $\gamma_R = 1.1\gamma_D$ in 10 km Höhe verbreitert ist. Unter diesen Annahmen kann der Korrekturterm G in

$$G = G_1 + G_2 = g_1 \frac{d}{dr} V_{\beta} + g_2 V_{\beta} \quad (2.39)$$

zerlegt werden, mit

$$V_{\beta} = \frac{\beta_M}{\beta} = \frac{\beta_M}{\beta_M + \beta_P} \quad (2.40)$$

g_1 und g_2 sind höhenabhängige "Empfindlichkeitsfaktoren", die aus den mit Temperatur und Druck veränderlichen Linienformen, dem Anteil der molekularen Rückstreuung V_{β} sowie insbesondere auch der durch molekulare Absorption geprägten Transmission $T_M(\lambda, r)$ hervorgehen. Somit sind g_1 und g_2 über T_M von der zu messenden Wasserdampfverteilung selbst abhängig:

$$g_1 = \frac{\int_{\lambda} T_M l_{\downarrow} d\lambda - \int_{\lambda} T_M l_0 d\lambda}{V_{\beta} \int_{\lambda} l_{\downarrow} T_M d\lambda + (1 - V_{\beta}) \int_{\lambda} l_0 T_M d\lambda} \quad (2.41)$$

$$g_2 = \frac{\int_{\lambda} \frac{d}{dr}(l_{\downarrow} T_M) d\lambda}{V_{\beta} \int_{\lambda} l_{\downarrow} T_M d\lambda + (1 - V_{\beta}) \int_{\lambda} l_0 T_M d\lambda} \quad (2.42)$$

Hierbei ist l_0 die normierte spektrale Verteilung des Lasers. An dieser Stelle wird auch noch einmal deutlich, warum die Verwendung extrem schmalbandiger und spektral reiner Laser für das Wasserdampf-DIAL von so großer Wichtigkeit ist. Bei Verwendung hinreichend schmalbandiger Laser lässt sich in einer ersten vereinfachenden Näherung annehmen, dass

$$\int_{\lambda} T_M(r, \lambda) \cdot l_0(r, \lambda) d\lambda \approx T_M(r, \lambda) = e^{-\int_0^r \alpha(r', \lambda) dr'} \quad (2.43)$$

gilt. Das bedeutet, dass sich die spektrale Verteilung der Laserstrahlung bis zur Messentfernung r vor dem Streuvorgang nicht signifikant verändert hat, wodurch sich die Auswertung der LIDAR-Signale erheblich vereinfachen lässt.

Eine detaillierte Darstellung sowie die Werte von g_1 und g_2 in einer Standardatmosphäre gibt [Bösenberg, 1998] wieder. So ist G_1 in Höhen mit stark inhomogener Aerosolverteilung von großer Bedeutung, insbesondere an der Oberkante der Inversionsgrenzschicht. G_2 gewinnt vor allem dann an Bedeutung, wenn die optische Dichte bis zur Messhöhe r sehr groß wird. Die von Bösenberg verwendeten Absorptionslinien der 725 nm-Bande weisen vergleichbare Absorptionsquerschnitte auf, wie die hier verwendeten Linien der 815 nm-Bande [Browell u. a., 1991].

Um die Korrekturterme G_1 und G_2 exakt zu berechnen, müsste nicht nur der molekulare Anteil der Rückstreuung und somit die Aerosolverteilung, sondern auch die Wasserdampfverteilung selbst bekannt sein, da sie über T_M in die Empfindlichkeitsfaktoren g_1 und g_2 eingeht. Daher wird zweckmäßiger Weise zunächst unter Annahme von Standardbedingungen ein Wasserdampfprofil ermittelt. Es hat sich gezeigt, dass die Einführung der Korrekturfaktoren eine Erhöhung der berechneten Wasserdampfkonzentration bis zu einigen Prozent betragen kann (z.B. bei der Messung in Abb. 3.10, siehe Kapitel 3.4). Für die weitere Entwicklung der Auswertungsalgorithmen ist dann eine iterative Berechnung der Korrekturterme vorgesehen, um mögliche Fehler bei extrem von den Standardbedingungen abweichenden Verhältnissen zu minimieren. Die korrigierte LIDAR-Gleichung 2.32 lautet:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \ln\left(\frac{r^2 S}{W_L \cdot A_T \cdot \eta(\lambda_{on}) \cdot \beta(\lambda_{on}, r)}\right) = \\ = -N(\sigma_{aM\uparrow}(\lambda_{on}, r) + \sigma_{aM\downarrow}(\lambda_{on}, r)) + G(\lambda_{on}, r) - 2\alpha_R(\lambda_{on}, r') - 2\alpha_P(\lambda_{on}, r')) \end{aligned} \quad (2.44)$$

Für die nichtabsorbierte Wellenlänge λ_{off} verschwindet der Korrekturterm $G(\lambda_{off})$, da sich hier die Änderung der spektralen Verteilung durch die Streuung praktisch kaum auf den Rückstreuquerschnitt auswirkt. Daher wird der Korrekturfaktor im folgenden nur als $G(r)$ notiert. Damit ergibt sich als DIAL-Gleichung

$$N_M(r) = \frac{1}{\Delta\sigma_{\uparrow}(r) + \Delta\sigma_{\downarrow}(r)} \cdot \left(G(r) - \frac{d}{dr} \ln \frac{S_{on}(r)}{S_{off}(r)}\right). \quad (2.45)$$

2.3.3.4 Aerosolkorrektur

Da allgemein keine aerosolfreie Atmosphäre vorliegt, wird es immer zu einer Überlagerung aus beiden Rückstreumechanismen kommen, so dass es im Einzelfall sehr schwierig sein kann den exakten Wirkungsquerschnitt und den Korrekturfaktor G zu ermitteln. G hängt von der räumlichen Verteilung von $V_\beta = \beta_M/(\beta_M + \beta_P)$ ab. Den Anteil der molekularen Rückstreuung $V_\beta(r)$ gewinnt man am besten mit einer "Klett-Inversion" für beide Komponenten der Rückstreuung [Klett, 1981, 1985; Fernald, 1984; Eisele und Trickl, 2005] auf der LIDAR-Wellenlänge λ_{off} .

$$\frac{\beta_M(r)}{V_\beta(r)} = \beta_M(r) + \beta_P(r) = \frac{r^2 S_{off}(r) \cdot e^{Y(r)}}{\frac{r^2 S_{off}(r)}{\beta_{ref}} + 2 \int_r^{r_{ref}} \frac{r'^2 S_{off}(r')}{B_P(r')} \cdot e^{Y(r')} dr'} \quad (2.46)$$

mit

$$Y(r) = 2 \int_r^{r_{ref}} \left(\frac{1}{B_P(r')} - \frac{1}{B_M}\right) \beta_M(r') dr' \quad (2.47)$$

Dabei sind B_P und B_M die Rückstreu-zu-Extinktions-Verhältnisse für die Streuung an Partikeln beziehungsweise Molekülen, wobei letzteres gemäß Gleichung 2.10 den festen Wert $B_M = 3/(8\pi)$ hat. r_{ref} ist eine Referenzhöhe, für die ein geschätzter Referenzwert für den gesamten Rückstreu-koeffizienten β_{ref} angenommen wird. In großen Höhen gilt in den meisten Fällen $\beta_{ref} = \beta_M(r_{ref})$ da dort kaum Aerosole vorhanden sind. Nachdem ein entsprechendes Rückstreuprofil für V_β mit Hilfe von Gleichung 2.46 gewonnen wurde, kann dieses benutzt werden, um die Korrekturterme G_1 und G_2 für die jeweilige Höhe zu berechnen, wobei hier zunächst Standardprofile für g_1 und g_2 angenommen werden müssen.

2.3.3.5 Tageslichthintergrund

Die Reichweite von atmosphärischen LIDAR-Systemen wird bei Messungen am Tag vor allem durch das Hintergrundlicht (blauer bis weißlicher Himmel) limitiert. Bei sehr sauberer Luft resultiert das Hintergrundlicht fast ausschließlich aus der Rayleigh-Streuung (tiefblauer Himmel), die bei den Wellenlängen des Wasserdampf-DIALs um 817 nm schon relativ schwach ist. Es gibt jedoch häufig schwache Aerosolschichten in der freien Troposphäre, die einen Beitrag zum Streulicht liefern. Selbst in der Stratosphäre gibt es Aerosol, insbesondere nach heftigen Vulkanausbrüchen [Jäger, 2005]. Der Streulichtanteil am gesamten Tageslicht variiert von etwa 20% bei tiefblauem Himmel bis 100% bei völlig diffusem Licht und Erreichen der Undurchsichtigkeit von hoher Zirkusbewölkung. Für die grobe Abschätzung des minimalen Streulichts um 817 nm wird im Folgenden jedoch von reiner Rayleigh-Streuung ausgegangen.

Das Himmelsblau hat seine maximale Intensität zwischen 470 nm und 490 nm. Die maximale spektrale Intensität des gesamten Tageslichts liegt bei etwa $1 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$ am Erdboden [Koechner, 1999]. Unter der Annahme, dass die Sonnenstrahlung der Strahlung eines schwarzen Körpers der Temperatur 5700 K entspricht und bei Berücksichtigung der Wellenlängenabhängigkeit der Rayleigh-Streuung von λ^{-4} , ergibt sich für die Wellenlängen des Wasserdampf-DIALs um 817 nm nur eine sehr geringe Streulichtintensität von nur etwa $0.03 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$. Das zum Zenit gerichtete Blickfeld⁸ des Empfangsteleskops von $2.5 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$ entspricht einem Anteil von $4 \cdot 10^{-8}$ des gesamten sichtbaren Himmels. Mit einer Teleskopfläche von 0.33 m^2 fängt der LIDAR-Empfänger somit bei 817 nm je nach Sonnenstand eine spektrale Leistung von $3 \cdot 10^{-10} \text{ W nm}^{-1}$ bis $5.5 \cdot 10^{-10} \text{ W nm}^{-1}$ ein. Die Abhängigkeit vom Sonnenstand ergibt sich aus der Winkelabhängigkeit Rayleigh-Streuung gemäß Gleichung 2.9.

Bei einem vorgeschalteten Interferenzfilter mit einer Bandbreite von 0.5 nm und einer Detektionseffizienz η von etwa 50% kommt dies einer Photonenzählrate von $3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ bis $5.5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ gleich. Bei einer Abtastrate von 20 MHz fallen in ein primäres Zeitfenster der Messwerterfassung mit einer Länge von 50 ns im Mittel etwa 15 bis 27 Photonen.

Beim Übergang zu völlig diffusem Licht (die Sonne ist mit dem Auge gerade nicht mehr zu erkennen) spielt die Rayleigh-Streuung keine Rolle mehr. Die spektrale Verteilung entspricht jetzt etwa derjenigen des direkten (durch die Atmosphäre gefilterten) Sonnenlichts. Dies bedeutet eine Erhöhung der Streulichtintensität im Bereich der LIDAR-Wellenlängen um 817 nm gegenüber dem reinen Rayleigh-Streulicht des blauen Himmels etwa um das 20-fache! Obwohl diese drastische Erhöhung der Hintergrundstrahlung einen erheblich störenden Einfluss auf die DIAL-Messung hat, ist bei derartigen Streulichtverhältnissen auch die Rückstreuung des Laserlichts unter Umständen gegenüber tiefblauem Himmel erhöht, so dass der nachteilige Einfluss des Hintergrundstreulichts teilweise ausgeglichen wird.

2.3.3.6 Photonenbilanz

Das Lasersystem des Wasserdampf-DIALs auf der Zugspitze wurde mit einer maximalen Pulsenergie von 700 mJ geplant, wobei jedoch für den Normalbetrieb eine Pulsenergie um 500 mJ als realistisch anzusehen ist. Bei einer Wellenlänge von 817 nm entspricht ein Laserpuls dieser Energie einer Photonenzahl von etwa $1.6 \cdot 10^{18}$. Ohne Schwächung durch molekulare Absorption und unter Annahme reiner Rayleigh-Rückstreuung würde das Empfangsteleskop mit einem Durchmesser von 0.65 m gemäß Gleichung 2.8 und Gleichung 2.29 aus einer Höhe von 10 km etwa 5000 Photonen aus einer der Höhenauflösung entsprechenden 7.5 m dicken Schicht auffangen. Diese Photonenzahl ist weitaus hinreichend für den Nachweis mit den Detektoren (APDs) im Detektionsteil, weshalb auf das ursprünglich geplante Photonen zählen zur Erhöhung der Linearität verzichtet werden kann. Selbst bei einer Abschwächung durch Wasserdampf um 90% bleiben etwa 500 Photonen, erheblich mehr als durch das Tageslicht (siehe Kapitel 2.3.3.5) auf die APD treffen.

⁸Hierbei handelt es sich um das durch die Schlitzblende im Fokus des Hauptspiegels definierte schlitzförmige Blickfeld das den Fernbereich des Laserstrahls ab einer Entfernung von etwa 1000 m beinhaltet. Der Schlitz ist etwa 2 mm lang und maximal etwa 0.5 mm breit.

2.3.3.7 Simulationen und Fehlerabschätzungen

Die simulierte Berechnung von LIDAR-Messungen an Hand von Modellatmosphären erlaubt eine Abschätzung der Möglichkeiten des Wasserdampf-DIALs auf der Zugspitze. Für die Simulation wurde die bereits in Abbildung 1.11 gezeigte Wasserdampfverteilung gemäß LOWTRAN5-Modell [1989] herangezogen und interpoliert. Für jedes Höhenintervall wurde entsprechend der simulierten Höhenauflösung der Absorptionsquerschnitt mit der λ_{on} -Laserlinie berechnet. Als relativer Messfehler berechnet sich für ein bestimmtes Höhenintervall das Verhältnis von Wasserdampfdetektionsempfindlichkeit zu modellierter Wasserdampfdichte. Berücksichtigt wird bei der Simulation nur das reine Photonenrauschen (ohne Detektorrauschen). Dabei wurde eine Laserpulsenergie von 0.5 J (817 nm) und 0.25 J (935 nm), eine große Detektionseffizienz von 0.3 sowie 10^4 Laser-Schüsse angenommen. Das Mittelungsintervall wurde mit 500 m (817 nm) und 2 km (935 nm) jeweils für den obersten und somit ungünstigsten Teil des Messbereichs gewählt. Darüber hinaus wurden unter Berücksichtigung der sich mit der Höhe ändernden Linienform jeweils die optimalen Wirkungsquerschnitte (Abb. 2.5) gewählt, um die Simulationsrechnungen durchzuführen.

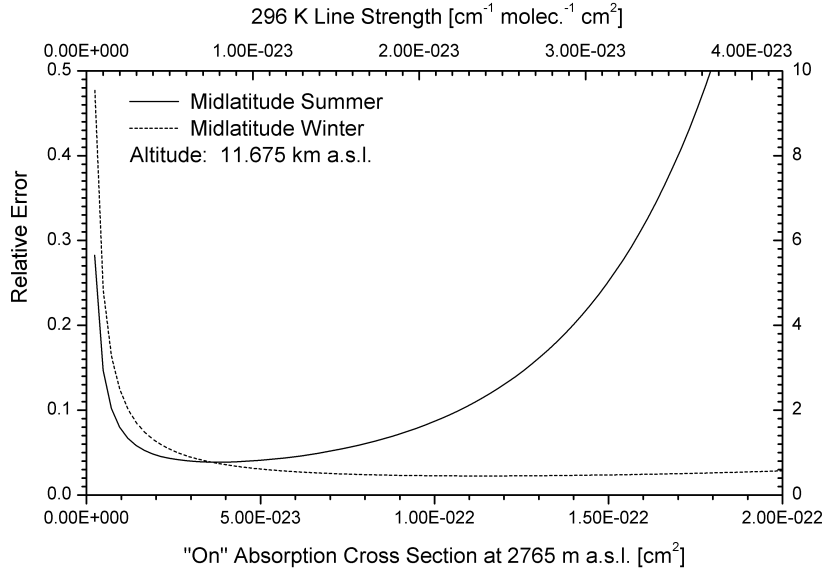


Abbildung 2.5: Relativer Messfehler 9 km über dem Schneefernerhaus in Abhängigkeit vom Absorptionsquerschnitt von Wasserdampf mit λ_{on} bei einer modellierten Wasserdampfverteilung im Sommer und im Winter nach dem LOWTRAN5-Modell [1989], einer Laserpulsenergie von 0.5 J, einem Mittelungsintervall von 500 m und aerosolfreier Luft. Offensichtlich sind bei trockenen Winterbedingungen stärkere Absorptionslinien zu bevorzugen.

Um unter gegebenen atmosphärischen Bedingungen eine bestimmte Reichweite zu erzielen, muss ein geeigneter Absorptionsquerschnitt von Wasserdampf mit λ_{on} vorliegen. Dazu wurde der relative Fehler in einer bestimmten Messhöhe in Abhängigkeit σ_{on} berechnet. Das Ergebnis für 817 nm ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Dabei wurde der Zuwachs des Wirkungsquerschnitts mit der Höhe exakt gemäß Ponsardin und Browell [1997] berücksichtigt. Ließe man die mit der Höhe veränderliche Linienform außer acht, ergäben sich deutlich größere Messfehler.

Mit den optimalen Absorptionsquerschnitten wurden dann die relativen Fehler als Funktion der Höhe ermittelt. Für 817 nm sind die Ergebnisse in Abbildung 2.6 gezeigt. Die veränderlichen Feuchteverhältnisse von Sommer und Winter schlagen sich trotz Optimierung der Absorptionsquerschnitte deutlich in der Reichweite des Wasserdampf-DIALs nieder.

Die Simulationsergebnisse ähneln den Berechnungen von Wulfmeyer und Walther [2001] und

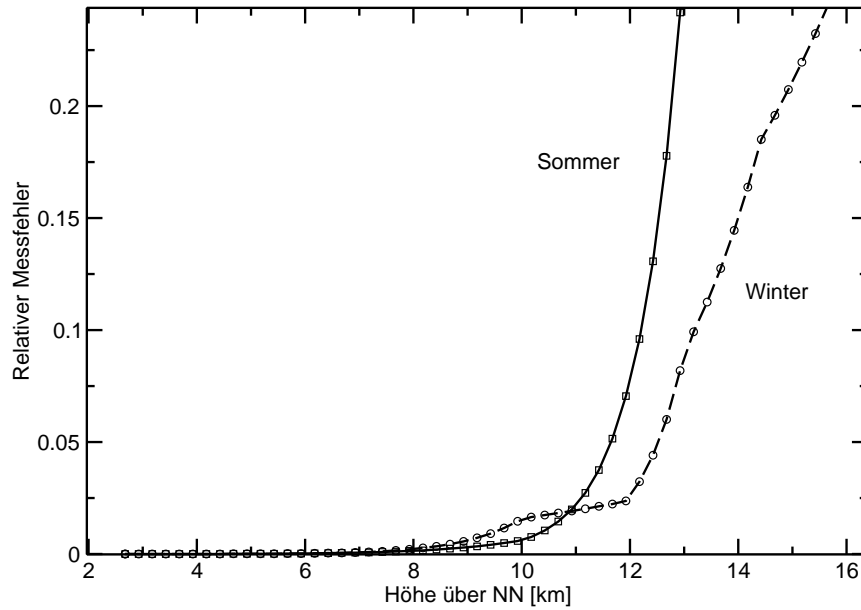
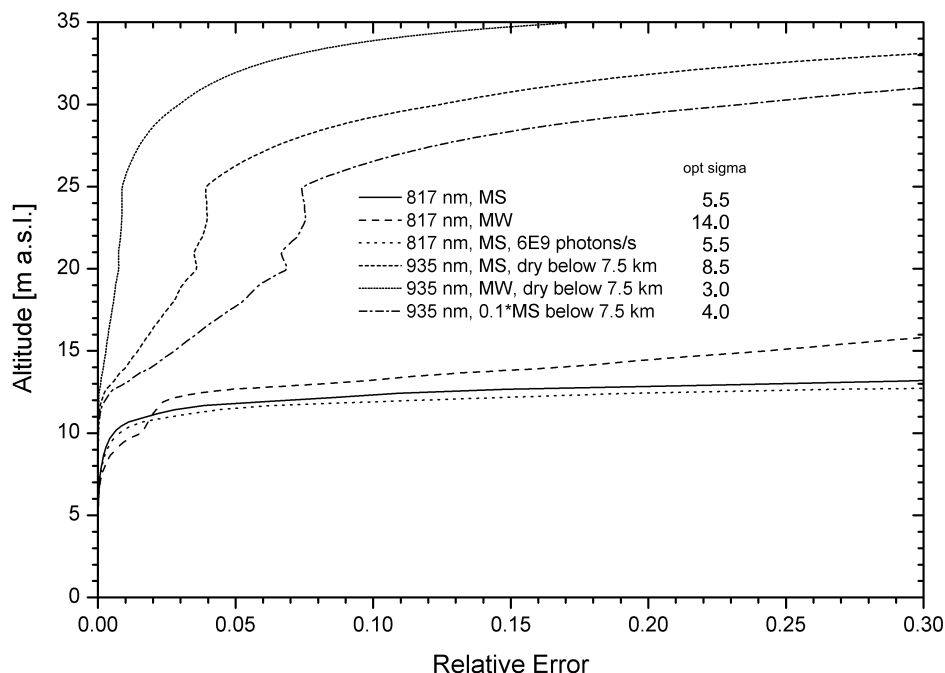


Abbildung 2.6: Relativer Messfehler bei einer modellierten Wasserdampfverteilung im Sommer und im Winter nach dem LOWTRAN5-Modell [1989], einer Laserpulsenergie von 0.5 J, einem Mittelungsintervall von 500 m und aerosolfreier Luft. Das Wasserdampf-DIAL hätte unter diesen Bedingungen eine effektive Reichweite bis etwa 12 km Höhe.

zeigen ein typisch sprunghaftes Ansteigen der Messfehler in Höhen zwischen 10 km und 12 km. Anschaulich erklärt sich dies einerseits durch die beschränkte "Sichtweite" bei der Wellenlänge λ_{on} und andererseits durch die zu geringen Wasserdampfkonzentrationen, die in großen Höhen praktisch kaum noch zu einer sichtbaren Extinktion führen.

Um der zu geringen Extinktion bei großer Trockenheit in großen Höhen zu begegnen, wären größere Absorptionsquerschnitte, wie sie die 935 nm-Bande von Wasserdampf bietet, wünschenswert. Simulationen zeigen allerdings, dass Feuchteverteilungen, wie sie das LOWTRAN5-Modell [1989] vorgibt, bereits nach etwa 1 km, also weit vor Erreichen der Tropopause zu einer kompletten Auslöschung der λ_{on} -Laserpulse führen und damit für die Sondierung der weiter oben liegenden trockenen Schichten kein Licht mehr zur Verfügung steht. Es zeigt sich, dass Messungen bis 30 km Höhe erst ab einer LIDAR-Standorthöhe von etwa 7500 m routinemäßig möglich sind. Erst wenn man für die Simulation vom LIDAR-Standort in 2675 m Höhe bis etwa 7500 m Höhe eine auf 10% des LOWTRAN5-Wertes reduzierte Wasserdampfkonzentration annimmt, wird die Atmosphäre für stärkere Absorptionsquerschnitte ausreichend durchsichtig, um in die Stratosphäre vorzudringen (siehe Abb. 2.7). Da allerdings zu erwarten ist, dass das hier verwendete Lasersystem mit Titan:Saphir-Verstärker bei 935 nm nur noch etwa die halbe Pulsenergie liefert und darüber hinaus die Rayleigh-Streuung um den Faktor 0.58 reduziert ist, ergibt sich zunächst ein kleiner optimaler Wirkungsquerschnitt, wie er auch schon in der 815 nm-Bande zu finden ist. Messungen in der trockenen Stratosphäre mit den stärkeren Absorptionsquerschnitten der 935 nm-Bande sind daher nur bei extrem trockenen Verhältnissen in der Troposphäre (z. B. Polargebiete) oder bei der Wahl eines höher gelegenen Messplatzes oder vom Flugzeug aus sinnvoll. Eine Recherche zeigt, dass derartige Bedingungen durchaus von Zeit zu Zeit auch auf der Zugspitze auftreten, vor allem im Winter (etwa ein bis zwei mal pro Monat). Einen direkten Vergleich der Messfehler bei verschiedenen Bedingungen zeigt Abbildung 2.7.



Abbildungung 2.7: Vergleich der Messfehler bei verschiedenen Bedingungen und entsprechend angepasster Wahl der LIDAR-Wellenlängen und jeweils optimalem Absorptionsquerschnitt. Bedeutung der Abkürzungen: MS = Sommer, MW = Winter. Die rechte Spalte enthält die jeweiligen optimalen Werte für σ_{on} in Einheiten von $10^{-23} \text{ cm}^2 \text{ mol}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Sämtliche Feuchteverteilungen für Sommer und Winter wurden gemäß dem LOWTRAN5-Modell [1989] für mittlere Breiten angenommen. Ein starker Tageslichthintergrund von $6 \cdot 10^9$ Photonen pro Sekunde hat auf den Messfehler bemerkenswerterweise nur einen relativ geringen Einfluss, der sogar deutlich kleiner als der Einfluss der Wasserdampfverteilung selbst ist. Darüber hinaus wird deutlich, dass Wasserdampfmessungen in der Stratosphäre erst bei großer Trockenheit in der mittleren Troposphäre möglich werden, oder einen deutlich höher gelegenen Messplatz erfordern würden.

2.4 Entwicklung des Lasersystems

Aus den Anforderungen der DIAL-Methode und der Spektrallinienstruktur des Wasserdampfs ergibt sich ein großer Aufwand für die einzusetzende Lasertechnik. Zur Gewinnung der hochaufgelösten räumlichen Information müssen Nanosekunden-Pulslaser eingesetzt werden. Die komplizierte Struktur und die meist sehr geringe Linienbreite der Absorptionslinien des Wasserdampfs erfordern eine hohe spektrale Reinheit von mehr als 99.8% [Ehret u. a., 1993] und eine geringe Bandbreite der Laserstrahlung, die sich nur im Einmodenbetrieb erreichen lässt. Die Bandbreite sollte weniger als 1/10 der Absorptionslinienbreite betragen, die für Wasserdampf unter atmosphärischen Bedingungen typischerweise zwischen 2 GHz und 5 GHz liegt. Um verschiedene Absorptionslinien für unterschiedliche atmosphärische Bedingungen auswählen zu können, sollte das Lasersystem einen weiten Abstimmbereich aufweisen. Insbesondere zur Durchführung von Messungen mit voller Reichweite bis zu 12 km Höhe bei solarem Tageslichthintergrund ist darüber hinaus eine größtmögliche Pulsenergie von mehr als 500 mJ gefordert, was die üblicherweise sonst bei derartigen Messungen eingesetzten Farbstofflaser um eine Größenordnung übertrifft. Weil eine derart hohe Pulsenergie bei weit abstimmbaren Einmodenlasern bisher weltweit nicht demonstriert wurde, ergab sich eine besondere Motivation für diese Entwicklung.

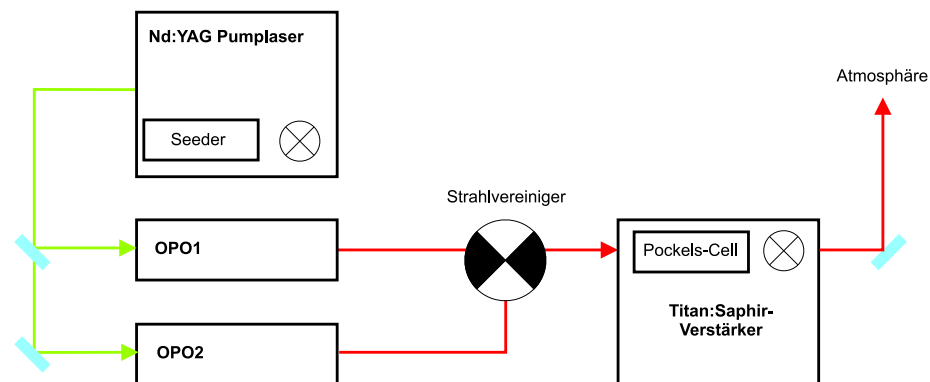


Abbildung 2.8: Prinzipieller Aufbau des Lasersystems mit einem gemeinsamen Nd:YAG-Pumplaser (532 nm, schmalbandig "geseedet", 20 Hz) für die beiden optisch parametrischen Oszillatoren (615 nm – 1064 nm) und einem gemeinsamen blitzlampengepumpten Titan:Saphir-Verstärker.

Geplante Spezifikation	
Bandbreite	≤ 200 MHz
spektrale Reinheit	$\geq 99.9\%$
Pulsenergie	ca. 0.7 J
Abstimmbarkeit	700 nm – 950 nm
Pulsrate	≥ 20 Hz

Die hohen Kosten für konventionelle gepulste und abstimmbare Einmoden-Lasersysteme steckten den Rahmen für ein Konzept aus möglichst wenigen Lasergeräten. Anstelle von teuren kontinuierlichen Laseroszillatoren werden hier gepulste Oszillatoren verwendet, wobei gewisse Einschränkungen bei der Regelbarkeit in Kauf genommen werden müssen. Das System arbeitet alternierend bei den beiden LIDAR-Wellenlängen, wodurch ein gemeinsamer Hauptverstärker verwendet werden kann. Insgesamt wurde für das Lasersystem ein Konzept mit zwei optisch parametrischen Oszillatoren (OPO) zur Erzeugung der beiden LIDAR-Wellenlängen, mit einem gemeinsamen Nd:YAG-Pumplaser und einem gemeinsamen Titan:Saphir-Laserverstärker gewählt (siehe Abb. 2.8).

Die Entwicklung und der Aufbau des Lasersystems stellten mit Abstand den größten Teil der Entwicklungsarbeit des Wasserdampf-LIDARs auf der Zugschleife dar. So mussten die beschafften kommerziellen Lasergeräte (Nd:YAG-Pumplaser und OPOs) in vielen Details weiterentwickelt und überarbeitet werden, um die für das DIAL erforderliche Stabilität und spektrale Reinheit zu erreichen. Es konnte letztlich ein sehr stabiler und schmalbandiger (200 MHz) Einmodenbetrieb der OPOs gezeigt werden. Ebenso war die Entwicklung des regenerativen Titan:Saphir-Laserverstärkers für hohe Ausgangspulsenergien mit erheblichem Aufwand verbunden. Nur mit hochwertigsten optischen Komponenten, präzisen Korrekturoptiken und dem Einsatz aufwendiger Hochspannungselektronik konnten hohe Ausgangspulsenergien von bis zu 250 mJ erzielt werden. Eine weitere Erhöhung der Pulsenergie bis auf die geplanten 700 mJ war wegen unerwarteter Schwierigkeiten mit der Hochspannungstechnik in der dünnen Luft auf der Zugschleife bisher nicht möglich, ist aber nach entsprechenden Umbaumaßnahmen weiterhin als realistisch anzusehen.

2.4.1 Weit abstimmbare Einmoden-Pulslaser

Basis für das hier entwickelte Wasserdampf-DIAL sind Puls-Laser, mit denen sehr intensive und kohärente Lichtpulse zu erzeugt werden können. Die geforderte spektrale Reinheit und Schmalbandigkeit lässt sich nur von Lasern im Einmodenbetrieb erzielen. Neben der Unterdrückung von Seitenmoden ist für die spektrale Reinheit die Vermeidung von verstärkter breitbandiger spontaner Emission (Amplified Spontaneous Emission, ASE) von besonderer Bedeutung.

In den folgenden Abschnitten werden kurz die Entwicklungsgeschichte der weit abstimmbaren

Einmodenlaser sowie die für das Wasserdampf-LIDAR relevanten Applikationen der Lasertechnik beschrieben. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Meilensteine gibt die folgende Tabelle wieder:

Meilensteine der Entwicklung abstimmbarer schmalbandiger Puls laser	
	Energie, Pulslänge und Bandbreite
Farbstofflaser	
Wallenstein und Hänsch [1975]	0.5mJ, 10ns, 85MHz bei 460nm
Blit u. a. [1976]	50mJ, 0.5ms, 30MHz bei 585nm
Cromwell, Trickl, Lee und Kung [1989]	120mJ, 7ns, <90MHz bei 563nm 180MHz, bei 90nm-120nm
später Vrakking u. a. [1992]	12ns, 52MHz
Eikema u. a. [1997]	220mJ, 90MHz, 6.5ns, bei 584nm
Festkörperlaser	
Grütmacher und Steiger [1998]	265mJ, 2ns, ca. 180MHz bei 729nm
Hier geplantes System	700mJ, ≥ 4 ns, < 200MHz bei 800nm

2.4.1.1 Farbstofflaser

Die ersten schmalbandigen und weit abstimmbaren Puls laser waren Farbstofflaser, wie sie auch heute noch allenthalben Verwendung finden. Bis weit in die 1990er Jahre hinein führten die schmalbandigen, weit abstimmbaren Farbstoff-Laser das Feld der hochauflösenden Laser-Spektroskopie an. Die Entwicklung der Ausgangspulsenergie steht in engem Zusammenhang mit derjenigen der Pumplichtquellen. Zur Erzeugung von Nanosekundenpulsen werden im wesentlichen Laser zum Pumpen der Farbstoffe eingesetzt, da Blitzlampen eine zu lange Leuchtdauer aufweisen, die wesentlich länger ist als die Fluoreszenzdauern der Farbstoffe. Anfänglich wurden Stickstoff-Laser verwendet, wodurch die Pulsenergie mit ca. 0.5 mJ noch recht klein war [Wallenstein und Hänsch, 1975]. Sie reichte aber schon für die nichtlineare Frequenzkonvertierung zu kürzeren Wellenlängen. Mit der Einführung der leistungsstarken frequenzverdoppelten blitzlampengepumpten Nd:YAG-Laser und der Exzimer-Laser als Pumplichtquellen konnte die Ausgangspulsenergie erheblich gesteigert werden. Ein wichtiger Durchbruch gelang hierbei Cromwell u. a. [1989] und Vrakking u. a. [1992]. Unter Ausnutzung einer Pumpenergie von 500 mJ bei 532 nm wurde ein neuer Maßstab in der "spektralen Helligkeit" (Pulsenergie: 120 mJ, Pulsdauer: 10 ns, Bandbreite: 52 MHz) gesetzt. Unter spektraler Helligkeit versteht man den Quotienten aus Pulsspitzenleistung und Bandbreite. Seit 1991 stehen kommerziell Nd:YAG-Laser mit bis zu 1 J bei 532 nm zur Verfügung. Als Folge konnte auch die Ausgangsenergie der Farbstofflaser gesteigert werden. Eikema u. a. [1997] erzielten Pulsenergien bis 220 mJ. Allerdings wurde hierbei in Folge der größeren Bandbreite von etwa 90 MHz die spektrale Helligkeit nicht mehr entscheidend verbessert.

Gepulste Farbstofflaser stoßen jedoch mangels stärkerer Pumplaser an technische Grenzen, so dass große Fortschritte hinsichtlich der Pulsenergie nicht mehr zu erwarten sind. Im Bereich der Wasserdampfbanden im nahen Infrarot liefern gepulste Farbstofflaser ohnehin nur weniger als die Hälfte der Ausgangspulsenergie wie etwa unterhalb von 600 nm. Auf Grund ihrer hohen Verstärkung neigen Farbstoffe außerdem stark zu ASE, was zu einer erheblichen Verschlechterung der spektralen Reinheit führen kann. Maßnahmen zur Minimierung von ASE bei Farbstofflasern sind im Allgemeinen aufwendig. Darüber hinaus bieten diese Laser einige weitere Unannehmlichkeiten wie die Gesundheitsgefährdung durch die krebserregenden Farbstoffe und die giftigen Lösungsmittel.

2.4.1.2 Festkörper-LASER

Bessere Konversionseffizienzen und somit höhere Ausgangsenergien für abstimmbare Laser sind von Festkörpermaterialeien zu erwarten. Es bestand die Hoffnung, dass diese Materialien direkt mit

Blitzlampen gepumpt werden könnten und somit ein direkter Aufstieg in die Leistungsklasse der Festkörper-Pumplaser (wie z.B. der Nd:YAG-Laser) möglich wäre.

Festkörperlaser haben eine lange Tradition. Bereits der erste Laser, realisiert von Maimann [1960], war ein blitzlampengepumpter Rubinkristall, also ein Festkörperlaser. 1967 wurde der erste kommerzielle Festkörperlaser auf der Hannovermesse vorgestellt, ebenfalls ein Rubinlaser [Hoffstädt, 1995]. Später lösten andere Lasermedien mit einem 4-Niveau-System den Rubin mit seinem 3-Niveausystem ab, weil dadurch die Effizienz erheblich gesteigert werden konnte. Neben hundert von Materialien mit denen Laserlicht erzeugt werden konnte, hat sich vor allem Nd:YAG als Material behauptet und kommt heute in Industrie und Wissenschaft gleichermaßen zum Einsatz.

Bereits in den 1980er Jahren wurden geeignete Materialien zum Bau weit abstimmbarer Festkörperlaser gefunden und insbesondere Titan:Saphir-Lasern hinsichtlich der Pulsenergie eine große Zukunft vorhergesagt [Moulton, 1982], [Carts, 1989]. Durch direktes Pumpen mit Blitzlampen können abstimmbare Festkörperlaser in die Leistungsklasse der Nd:YAG-Laser aufsteigen. Es kann somit auf das verlustreiche Zwischenschalten eines Pumplasers verzichtet werden. Dennoch sollte es bis 1996 dauern [Grütmacher und Steiger, 1998], als das erste Mal ein schmalbandiger abstimmbarer Festkörperlaser eine höhere Pulsenergie erzielte (265 mJ) als ein konventioneller Farbstofflaser.

Titan:Saphir-Laser

Insbesondere Titan:Saphir-Laser erlebten seit ihrer Entdeckung durch [Moulton, 1982] einen rasanten Aufstieg, der bereits Anfang der 1990er Jahre zur Entwicklung kommerzieller Titan:Saphir-Laser führte. Das Besondere an Titan:Saphir als Lasermedium ist seine außerordentlich große Fluoreszenzbandbreite, die die Erzeugung von Laserlicht mit einer Wellenlänge von 670 nm bis 1178 nm erlaubt [DeShazer und Eggleston, 1987]. Damit übertrifft der Titan:Saphir-Laser mit seinem Abstimmbereich sogar die Farbstofflaser und bietet sich daher als idealer Ersatz derselben in diesem Spektralbereich und für noch weitere Aufgaben an. So kann er hervorragend als durchstimmbarer Laser und als Quelle ultrakurzer Laserpulse im Femtosekundenbereich verwendet werden. Ein weiterer wichtiger Anwendungsbereich, der auch für die vorliegende Arbeit entscheidend ist, ist die Verstärkung kurzer Laserpulse. Seine Eigenschaften als Festkörperlaser bieten weitere Vorteile. Er läuft im Prinzip wartungsarm und ohne Betriebsmittel und hat nicht die oben genannten Nachteile der Farbstofflaser.

Während die lasergegepumpten Titan:Saphir-Laser schnell Verbreitung fanden, ging die Entwicklung der blitzlampengepumpten Pendants noch lange nach der Demonstration des ersten Titan:Saphir-Lasers durch Moulton [1982] eher zögerlich voran. Das hatte seine Ursache vor allem in dem sehr niedrigen Wirkungsgrad dieser Systeme von meist weit unter 1% und einer sehr kurzen Lebensdauer der Blitzlampen. Darüber hinaus verhinderte eine hohe Absorption im Wellenlängenbereich der Laseremission den effizienten Betrieb blitzlampengepumpter Titan:Saphir-Laser. Verantwortlich für diese breitbandige Absorption wurden $Ti^{4+} - Ti^{3+}$ -Paare gefunden. Durch verbesserte Verfahren der Kristallzucht konnte zumindest dieser Anteil der Emission weitgehend beseitigt werden.

Ursächlich für die Schwierigkeiten beim Pumpen mit Blitzlampen ist in erster Linie die kurze Lebensdauer des oberen Laser-Niveaus von Titan:Saphir. Diese beträgt gegenüber Nd:YAG (260 μ s) nur etwa 3.1 μ s. Daher musste für effektives Blitzlampenpumpen die Leuchtdauer der Blitzlampen entsprechend verkürzt werden. Bei der Aufrechterhaltung der Pumpenergie ist das nur möglich, wenn die Ladespannung und somit der Stromfluss erhöht wird, was wiederum eine Temperaturerhöhung des Lampenplasmas zur Folge hat. Wenn das Lampenplasma vereinfacht als schwarzer Körper angesehen wird, bewirkt die Temperaturerhöhung eine Verschiebung der Blitzlampenemission zu kürzeren Wellenlängen im UV weit jenseits des Absorptionsmaximums von etwa 500 nm, wodurch sich die Pumpeffizienz erheblich verschlechtert [Hoffstädt, 1992]. Gleichzeitig kommt es im Laserkristall auch zur teilweise irreversiblen Bildung von Farbzentren und lichtabsorbierenden Trübungen.

Anfänglich versuchte man, der zu kurzweiligen Blitzlampenemission mit Farbstoffen als Wellenlängenkonverter zu begegnen. Allerdings erwiesen sich die Farbstoffe gegenüber dem Licht der Blitzlampen als zu instabil, so dass kein Dauerbetrieb möglich war. Immerhin gelang es mit der-

artigen Systemen breitbandige lange ($7\text{ }\mu\text{s}$, kein "Q-Switch" (Güte-Schalter)) Pulse mit bis zu 6.5 J zu erzeugen [Brown und Fisher, 1993]. Die Pulsspitzenleistung war mit nur knapp 1 MW relativ klein. Zum Vergleich: Für das Wasserdampf-LIDAR waren bei einer Pulslänge von 2 ns über 250 MW geplant. Später kamen Festkörpermateriale zum Abschirmen und Konvertieren des UV zum Einsatz. So wurde Ce-dotiertes Glas für die Blitzlampen eingesetzt.

Erickson [1989] verwendete erstmals doppelwandige Blitzlampen, die es bei einer typischen Leuchtdauer von $1\text{ }\mu\text{s} - 3\text{ }\mu\text{s}$ und einer Spitzenstromstärke von 10000 A auf eine Lebensdauer von 10^8 Schüssen brachten. Mit der Verwendung eines Fluoreszenzkonverters gelang ihm immerhin ein Wirkungsgrad von 1.9% bei der Emission langer und breitbandiger Pulse.

Ein entscheidender Durchbruch gelang Hoffstädt [1997], der einen bis dahin einzigartigen blitzlampengepumpten Titan:Saphir-Laser und Verstärker der Öffentlichkeit vorstellte. Mit diesem System demonstrierte er den höchsten jemals erzielten Wirkungsgrad blitzlampengepumpter Titan:Saphir-Laser von 2.25% bei einer hohen Standzeit der Blitzlampen von 10^8 Schüssen und einer maximalen Repetitionsrate von 100 Hz . Aus dem mit 4 Blitzlampen (aus Ce-dotiertem Quarz) gepumpten Kristall konnte er bei einer Pumpenergie von 235 J eine Pulsenergie (lang, breitbandig) von 4.2 J extrahieren. Die maximale im Titan:Saphir-Kristall gespeicherte Energie gab er mit 1.1 J an. Mit diesen Spezifikationen bestand die Hoffnung, im schmalbandigen Verstärkerbetrieb Pulsenergien um 0.7 J erzielen zu können, womit erstmals ein System dieser Art für den Einsatz in einem bodengestützten Wasserdampf-LIDAR mit der geforderten Reichweite von 12 km geeignet erschien.

Mit diesem Laser, eingesetzt als Verstärker, demonstrierten Grützmaker und Steiger [1998] mit nur 4 Durchgängen die Verstärkung eines schmalbandigen Laserpulses von 15 mJ bis auf 265 mJ . Dieser gegenüber den Erwartungen zunächst geringe Wert resultiert aus der beschränkten Zahl von nur 4 Durchgängen sowie der verwendeten Wellenlänge von 730 nm , die weit von der optimalen Wellenlänge von 800 nm entfernt liegt.

Für die vorliegende Arbeit gelang es, das von Hoffstädt [1997] entwickelte System zu erwerben. Dieser Titan:Saphir-Verstärker wurde als Doktorarbeit von [Hoffstädt, 1995] an der TU-Berlin entwickelt und ist daher sehr gut dokumentiert. Von der Firma *ELIGHT* wurde das System nachgebessert und zu einem Komplett-Gerät konfektioniert, das internationalen Industrie- und Sicherheitsstandards genügt. Die Arbeiten von Hoffstädt [1997] und Grützmaker und Steiger [1998] ließen die geplanten Systemspezifikationen realistisch erscheinen. Insbesondere wurde von einer hohen Strahlqualität und niedrigem ASE berichtet, also besten Voraussetzungen für den Einsatz in einem Hochleistungs-LIDAR. Als Seriengerät wurde der Titan:Saphir-Verstärker jedoch nie gefertigt. Das erworbene Gerät blieb ein Unikat und Prototyp, für den es folglich auch keinen Reparaturservice gibt, was sich später noch als größeres Problem herausstellte.

Schmalbandige gepulste Oszillatoren im Wasserdampf-DIAL

Üblicherweise werden schmalbandige gepulste Hochleistungs-Lasersysteme als Kombination eines schmalbandigen Oszillators und eines oder mehrerer Laserverstärker aufgebaut. Hierfür wären Titan:Saphir-Laser im Prinzip nicht nur als Leistungsverstärker, sondern auch gut als Oszillator für ein schmalbandiges Lasersystem geeignet. Es gibt kontinuierliche Titan:Saphir-Laser mit hohen Ausgangsleistungen von mehr als 1 W und diese könnten prinzipiell als "Seeder" für einen schmalbandigen gepulsten Hochleistungslaser dienen. Allerdings berichten Yu u. a. [1996] von nicht optimaler spektraler Reinheit bei kontinuierlichem "Seeden" eines gepulsten Titan:Saphir-Lasers. Außerdem wäre diese Methode nicht kostengünstiger, da zur Erzielung eines großen Abstimmbereichs zusätzlich teure Laser wie z.B. ein oder zwei Argon-Ionen-Laser und ein oder zwei kontinuierliche Titan:Saphir-Laser erforderlich sind.

Als günstige Alternative bieten sich daher gepulste Oszillatoren an. Ein solcher wurde unter anderem bereits Anfang der 1990er Jahre von Spectra Technology angeboten. Dieser Laser zeigte aber wegen der geringen Verstärkung von Titan:Saphir starke Zeit- und Intensitätsfluktuationen. Wegen der stark wellenlängenabhängigen Verstärkung von Titan:Saphir wurde in den Randbereichen des Abstimmbereichs von großen Problemen mit dem sauberen Einmodenbetrieb berichtet [Moody, 1991].

Eine weitere Variante für den Oszillator sind gepulste optisch parametrische Oszillatoren (OPO), wie sie auch in dem hier entwickelten System zur primären Erzeugung der schmalbandigen Laserpulse bei den beiden LIDAR-Wellenlängen dienen. OPOs können sehr kompakt aufgebaut werden und sind vom sichtbaren bis in den nahen Infrarot-Bereich beliebig abstimmbar. Im Abstimmbereich des Titan:Saphir-Lasers ist die Emission des OPOs vergleichsweise konstant. Damit kommt es hier nicht zu den Problemen, wie sie in den Emissionsrandbereichen der Titan:Saphir-Oszillatoren bezüglich des sauberen Einmodenbetriebs auftreten. Allerdings können die OPO-Medien, für den Einmodenbetrieb sind dies KTP-Kristalle, hinsichtlich der Pulsenergie weder mit Farbstofflasern noch mit Titan:Saphir-Lasern mithalten, weshalb eine große Pulsverstärkung für den Einsatz im LIDAR unumgänglich ist. In dem hier aufgebauten System wurde geplant, die Laserpulse aus den OPOs mit dem Titan:Saphir-Verstärker von Hoffstädt [1997] bis auf ca. 0.7 J zu verstärken.

Laser-Konzepte anderer Wasserdampf-DIAL-Systeme

Um einen Überblick über den Stand der Forschung abzurufen, sollten die Konzepte anderer Arbeitsgruppen, die an der Entwicklung von DIAL-Systemen zur Messung der troposphärischen Wasserdampfverteilung arbeiten, an dieser Stelle nicht unerwähnt bleiben.

Eine Gruppe aus Frankreich um Bruneau u. a. [2001] entwickelte seit Anfang der 1990er Jahre ein Wasserdampf-DIAL für den Flugzeugeinsatz, dessen Lasersystem nur mit einem einstufigen blitzlampengepumpten Alexandrit-Laser mit Q-Switch arbeitet. Hier wird die Schmalbandigkeit durch den Einsatz von insgesamt 3 Interferenzfiltern im Resonator erreicht. Das System erreicht eine Pulsenergie von ca. 50 mJ und eine beachtliche spektrale Reinheit von über 99.99%.

Am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg entwickelten Wulfmeyer und Bösenberg [1998]; Wulfmeyer [1998] ein bodengestütztes Wasserdampf-DIAL, das mit einem kontinuierlichen Nd:YVO-Laser-gepumpten Titan:Saphir-Ringlaser als schmalbandigem Oszillator arbeitet. Dieser "seedet" dann einen blitzlampengepumpten Alexandrit-Ringlaser mit Q-Switch. Mit diesem System wurden bei einer spektralen Reinheit von 99.9% Pulsenergien bis über 30 mJ erzielt. Mit einem LIDAR-Empfangsspiegel von 30 cm konnte mit diesem DIAL schon eine Reichweite bis 7.5 km realisiert werden.

Eine Gruppe der NASA um Browell u. a. [1998] entwickelte zwei luftgestützte Wasserdampf-DIAL-Systeme mit Festkörperlaser. Ein System arbeitet auf der Basis zweier Alexandrit-Laser die jeweils einstufig die beiden LIDAR-Wellenlängen erzeugen. Dabei wird eine Pulsenergie von 30 mJ und eine spektrale Reinheit von über 99.85% in einem Abstimmbereich von 725 – 780 nm erzielt. Das zweite System basiert auf einem Titan:Saphir-Laser mit Pulsenergien von 100 – 150 mJ und einem Abstimmbereich von 813 – 818 nm und einer spektralen Reinheit von über 99%.

Die Gruppe um G. Ehret von der DLR in Oberpfaffenhofen entwickelte ein flugzeuggestütztes Wasserdampf-DIAL. Wurde hierfür Anfang der 1990er Jahre noch ein schmalbandiger abstimmbarer Farbstofflaser zur Erzeugung der LIDAR-Wellenlängen eingesetzt [Ehret u. a., 1993], so kamen zuletzt nur noch Festkörperlaser und -Oszillatoren zum Einsatz [Poberaj u. a., 2002]. Dieses System arbeitet mit einem OPO als Frequenzkonverter der das Licht eines schmalbandigen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers mit 532 nm auf die LIDAR-Wellenlänge von 935 nm konvertiert. Um die erforderliche Schmalbandigkeit und den Einmodenbetrieb des OPOs zu erreichen, wird dieser mit einem schmalbandigen und frequenzstabilisiertem Diodenlaser mit 935 nm "geseedet", was allerdings nur einen sehr kleinen Abstimmbereich zulässt. Mit diesem System konnten Pulsenergien bis 12 mJ bei einer spektralen Reinheit von 99.8% erzielt werden.

2.4.2 Aufbau des Lasersystems

Für das Wasserdampf-LIDAR im Schneefernerhaus wurde ein Konzept, bestehend aus zwei optisch parametrischen Oszillatoren (OPO) mit Littman-Resonator, gemeinsamen Pumplaser und einem gemeinsamen Titan:Saphir-Laserverstärker (TiSA) gewählt. Durch den Einsatz der von nur einem gepulsten Pumplaser gepumpten und "ungeseedeten" OPOs mit Littman-Resonator konnten die Kosten gegenüber dem alternativen Einsatz kontinuierlich "geseedeter" Oszillatoren erheblich reduziert werden, da letzterer die Verwendung dreier zusätzlicher schmalbandiger Laser erfordert hätte.

Neben dem regulären LIDAR-Betrieb sind weitere Experimente geplant. Dazu gehören neben einem einfachen Wechsel der LIDAR-Wellenlängen zur Anpassung an verschiedene Feuchtebedingungen die Erfassung von vertikalen Temperaturprofilen, die mit Hilfe von Absorptionslinien von Sauerstoff gewonnen werden sollen. Darüber hinaus werden auch LIDAR- und Absorptionsmessungen anderer Spurengase in Betracht gezogen. Daher ist ein Lasersystem mit einem möglichst großen Abstimm-bereich und einer operationell einfachen Einstellung verschiedener Wellenlängen wünschenswert. Überlegungen, anstelle der beiden OPOs abstimmbare schmalbandige Dioden-Laser einzusetzen und damit einen leistungsfähigen Titan:Saphir-Laser zu "seeden" wurden wegen der oben angeführten Instabilitäten von Pulsleistung und spektraler Reinheit sowie der eingeschränkten Abstimmbarkeit wieder verworfen. Der Einsatz "diodenlasergeseedeter" OPOs anstelle der OPOs mit Littman-Resonator (siehe unten) kam ebenfalls wegen der geringen Abstimmbarkeit nicht in Frage.

Die weitere Vereinfachung des Systems durch den Einsatz von nur einem OPO mit schneller Wellenlängenumschaltung zwischen den beiden LIDAR-Wellenlängen wurde zurückgestellt, da die Wellenlängenumschaltung eine Neuentwicklung ist, deren Erfolg in Anbetracht der geringen Robustheit der vorhandenen OPOs nicht sichergestellt war. Die weiter unten beschriebenen Frequenzstabilisierung (Kapitel 2.4.4.3) lieferte jedoch so gute Ergebnisse, dass der Betrieb mit nur einem OPO durchaus realistisch scheint.

Zu Beginn der Arbeiten blieb als kostengünstigste Variante jedoch der erstgenannte Aufbau, der sich nach Weiterentwicklung der kommerziellen Komponenten als bestens geeignet für den LIDAR-Betrieb erwies. Der Titan:Saphir-Verstärker wurde dabei als regenerativer Ringverstärker konzipiert, in dem die Gesamtverstärkung dadurch erzielt wird, dass der zu verstärkende Laserpuls immer wieder durch den Titan:Saphir-Kristall geführt wird, solange bis er die gesamte dort gespeicherte Energie auf sich vereinigt hat. Als gemeinsamer Pumplaser für die beiden OPOs kommt ein frequenzverdoppelter schmalbandiger zweistufiger blitzlampengepumpter Nd:YAG-Laser mit einem schmalbandigen frequenzstabilisiertem diodengepumpten "Seeder" zum Einsatz. Ein preisgünstiger einstufiger Nd:YAG-Laser hätte für diesen Zweck genügt. Die geforderten Spezifikationen wurden jedoch vom Hersteller nur für den zweistufigen Typ garantiert. Der letztlich nach einigen Vorversuchen etablierte Aufbau des Lasersystems ist in Abb. 2.9 dargestellt.

2.4.3 Optisch parametrische Oszillatoren (OPO)

Zur Erzeugung der beiden LIDAR-Wellenlängen, kommen zwei baugleiche optisch parametrische Oszillatoren (OPO) vom Typ "Mirage 500" des Herstellers *Continuum* zum Einsatz. Dieses System wurde ursprünglich von Bosenberg und Guyer [1993] bei *STI-Optronics* entwickelt und erst später von *Continuum* übernommen.

Die Kaufentscheidung zu Gunsten dieses OPO-Systems begründet sich in dem vergleichsweise riesigem Abstimmbereich von 615–1064 nm (bei entsprechender Konfiguration sogar 426–2120 nm) und der konstruktionsbedingt minimalen Anzahl elektronisch zu regelnder optischer Komponenten, wodurch dieses System immense Vorteile gegenüber den alternativen Ansätzen auf sich vereinigt. Dabei wurde auf den ursprünglichen vom Hersteller vorgesehenen optisch parametrischen Verstärker (Optic Parametric Amplifier, OPA) verzichtet, weil die Laserpulse aus den OPOs ohnehin regenerativ im nachgeschalteten Titan:Saphir-Verstärker ausreichend verstärkt werden sollten. Dadurch konnten weitere Kosten eingespart und der Justageaufwand wegen der erheblich verringerten Zahl der optischen Komponenten deutlich reduziert werden.

Die Geräte waren im Originalzustand allerdings thermisch und mechanisch sehr instabil. Ein stabiler Einmodenbetrieb über mehrere Stunden war außerordentlich schwierig. Diese Probleme haben mittlerweile dazu geführt, dass der Hersteller dieses Produkt vom Markt genommen hat. Bis zur Einsatzfähigkeit in einem differentiellen Absorptions-LIDAR (DIAL) mussten etliche Komponenten erheblich nachgebessert und weiterentwickelt werden. Dies wurde sowohl durch passive Maßnahmen wie auch durch aktive Regeltechnik erreicht. Die Geräte werden in Kapitel 2.4.3.2 näher beschrieben.

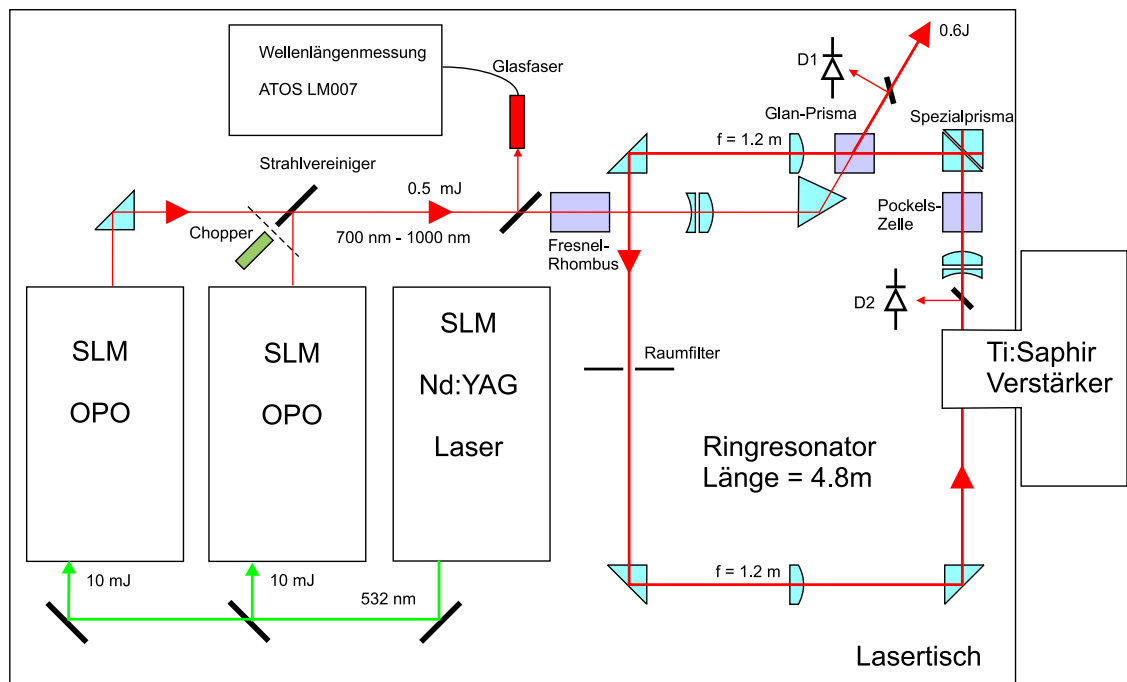


Abbildung 2.9: Das Lasersystem für das Wasserdampf-LIDAR. Der Nd:YAG-Pumplaser bedient die beiden OPOs. Alternierend werden die Laserpulse aus den OPOs in den regenerativen Verstärkerring des Titan:Saphir-Verstärkers eingekoppelt. OPO = optisch parametrischer Oszillator, GP = Glan-Prisma, FR = Fresnel-Rhombus, T = Teleskop, RF = Raumfilter, SLM = Einmodenbetrieb, D1 = Fotodiode zur Überwachung der ausgehenden Laserpulse, D2 = Fotodiode zur Überwachung der regenerativen Verstärkung, PC = Pockelszelle, GM = galvanisch angetriebener Flippspiegel

2.4.3.1 Funktionsprinzip

Optisch parametrischer Prozess

Das Funktionsprinzip der weit abstimmbaren Erzeugung von Laserstrahlung mit einem OPO beruht auf den besonderen optischen Eigenschaften nichtlinearer und doppelbrechender Kristalle. Die Idee, nichtlineare optische Effekte zur Frequenzkonvertierung von Laserstrahlung zu benutzen ist beinahe so alt wie die Erfindung des Laser durch Maimann 1960 selbst. Nur ein Jahr später konnte von Franken u. a. [1961] in einem Quarzkristall die Erzeugung von frequenzverdoppeltem Licht eines Rubinlasers nachgewiesen werden. Der optisch parametrische Prozess beruht auf dem Zusammenspiel zweier Effekte, der Nichtlinearität der elektrischen Polarisierung des Kristalls und der Phasenanpassung durch Ausnutzung der Doppelbrechung. Die elektrische Feldkomponente des durch einen transparenten Festkörper geleiteten Lichts führt zu einer lokalen elektrischen Polarisierung des Festkörpers. Durch wellenförmige Ausbreitung erzeugt das Licht im Dielektrikum eine Polarisationswelle. Die elektrische Polarisierung eines dielektrischen Mediums kann allgemein nach Potenzen des angreifenden elektrischen Feldes \mathbf{E} entwickelt werden:

$$P_i = \epsilon_0 \left(\sum_{j=1}^3 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_{j,k=3}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \dots \right) \quad (2.48)$$

Dabei sind die $\chi^{(n)}$ vom Material abhängige Suszeptibilitätstensoren. Die lineare Optik der Lichtausbreitung in Medien, wie wir sie im alltäglichen Leben gewöhnt sind, wird allein durch den ersten Term beschrieben.

$$P_i = \sum_{j=1}^3 \chi_{ij}^{(1)} E_j \quad (2.49)$$

Die vereinfachte eindimensionale Darstellung für isotrope Medien ist

$$\mathbf{P} = \chi_e \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.50)$$

Beides gilt aber nur im Fall hinreichend kleiner elektrischer Felder. Die Polarisierung stellt eine Deformation des elektronischen Systems des Mediums dar und kann daher der elektrischen Feldstärke nur begrenzt linear folgen. Bei den natürlichen Lichtintensitäten unserer Umgebung treten diese Nichtlinearitäten kaum in Erscheinung. Erst durch die extrem hohen Lichtintensitäten, wie sie durch die Entwicklung des Lasers möglich geworden sind, gewinnen die Terme höherer Ordnung entscheidende Bedeutung und sind technisch nutzbar geworden. Die nichtlinearen Anteile bedeuten, dass die Polarisationswelle, anders als eine erregende harmonische Lichtwelle zusätzliche Frequenzanteile bekommt. Da die Polarisationswelle ihrerseits wieder eine elektromagnetische Welle erzeugt, kann auf diese Weise Licht einer anderen Wellenlänge entstehen, wie bereits von Franken u. a. [1961] gezeigt wurde. Der optisch parametrische Prozess kann als Frequenzmischung beschrieben werden. Die Superposition zweier primärer Lichtwellen verschiedener Frequenz $E = E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t)$ ergibt für den Beitrag zweiter Ordnung aus (2.48) unter der Annahme eines isotropen Mediums

$$P = \epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1^2 \sin^2(\omega_1 t) + E_2^2 \sin^2(\omega_2 t) + 2E_1 E_2 \sin(\omega_1 t) \sin(\omega_2 t)) \quad (2.51)$$

$$= \epsilon_0 \chi^{(2)} \left(\frac{1}{2} E_1^2 [1 - \cos(2\omega_1 t)] + \frac{1}{2} E_2^2 [1 - \cos(2\omega_2 t)] + E_1 E_2 [\cos((\omega_1 - \omega_2)t) - \cos((\omega_1 + \omega_2)t)] \right). \quad (2.52)$$

Die ersten beiden Terme zeigen, dass Photonen der doppelten Frequenz der primären Lichtwellen entstehen (dieser Effekt wird z.B. zur Frequenzverdopplung von Laserstrahlung benutzt) und dass Photonen der aus beiden Lichtwellen aufsummierten Frequenzen entstehen ($\omega_1 + \omega_2$). Das Differenzphoton ($\omega_1 - \omega_2$) kann so interpretiert werden, dass ein ω_1 -Photon vernichtet wird und seine Energie auf ein neu entstandenes ω_2 -Photon und das Differenzphoton verteilt. Dieser Effekt wird zur sogenannten optisch parametrischen Verstärkung genutzt. Dabei wird die kurzwelligere der beiden eingestrahnten Lichtstrahlen als Pumplicht benutzt. Die verstärkte langwelligere Strahlung

nennt man "Signal" und die zusätzlich aus Differenzphotonen erzeugte Strahlung "Idler". Der für den OPO bedeutsame optisch parametrische Prozess nutzt ebenso die zuvor beschriebenen Vorgänge. Von entscheidender Bedeutung für alle optisch parametrischen Prozesse ist die Energie- und Impulserhaltung der beteiligten Photonen. Für den Dreiphotonenprozess aus Pumplicht, Signal und Idler ist also

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (\text{Energieerhaltung}) \quad (2.53)$$

und

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (\text{Impulserhaltung}) \quad (2.54)$$

zu fordern.

Beim OPO wird starkes Pumplicht der Frequenz ω_p eingestrahlt und es entstehen durch die Nichtlinearität des zweiten Terms in Gleichung 2.48 Photonen, deren Energie- und Impulssumme den Photonen des Pumplichts entspricht. Eine signifikante optisch parametrische Verstärkung der erzeugten Photonen ist jedoch nur möglich, wenn sich alle drei beteiligten Photonen mit der gleichen Geschwindigkeit entlang der Ausbreitungsrichtung durch das Medium bewegen, weil nur so die vom Pumplicht stets neu generierten Photonen konstruktiv mit den schon vorhandenen Idler- bzw. Signalphotonen interferieren können. Weil der Brechungsindex und somit die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Allgemeinen eine frequenzabhängige Größe ist, ist die Bedingung $n_p\omega_p = n_s\omega_s + n_i\omega_i$ schwer erfüllbar. Wenn jedoch die sich im Suszeptibilitätstensor ausdrückende Anisotropie des Mediums dazu führt, dass die Polarisationen des optisch parametrisch erzeugten Lichts und des primärem Pumplichts senkrecht zueinander stehen, kann dies in einem doppelbrechenden Kristall dazu benutzt werden, die Phasen von Pumplicht und Signal bzw. Idler anzupassen. Dazu muss der Kristall in einem bestimmten Winkel zur Strahlrichtung so positioniert werden, dass sich orthogonal polarisierte Lichtwellen mit den Frequenzen ω_p und ω_s bzw. ω_i gleich schnell und in Phase durch den Kristall ausbreiten. Um die Verstärkung und Selektion von Signal oder Idler zu verbessern, wird der optisch parametrische Prozess üblicherweise in einen Resonator eingebunden, der die zu emittierende Wellenlänge auf seinen Endflächen (teilweise) reflektiert. Ein Resonatortyp, der zusätzlich den Pumpstrahl zurück reflektiert, hat den Vorteil einer reduzierten Anfangsschwelle für den optisch parametrischen Prozess, weil das Pumplicht sowohl beim Einlaufen als auch beim Zurücklaufen Signal bzw. Idler verstärken kann. Die Signalverstärkung im einfachen Durchlauf ohne Resonator kann durch

$$G = \frac{1}{4}e^{(2l\sqrt{\kappa I_p})} \quad \text{mit} \quad \kappa = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2}{\lambda_s \lambda_i \eta_s \eta_i \eta_p \epsilon_0 c} \quad (2.55)$$

beschrieben werden. Wobei d_{eff} der materialspezifische nichtlineare Koeffizient ist, der Pumplicht mit Signal und Idler koppelt. In Kaliumtitanylphosphat ist z.B. $d_{eff} = 3.18$ ([Koechner, 1999, S. 599]).

Der erste OPO wurde von [J.A.Giordmaine, 1965] mit einem LiNbO_3 -Kristall realisiert. Seit Mitte der 1980er Jahre erlebten die OPOs durch Entwicklung moderner leistungsstarker Pumpelaser (vor allem Nd:YAG-Laser) einen ungebremsen Aufschwung. Neben Kaliumdihydrogenphosphat (KDP, KH_2PO_4), Kaliumdideuteriumhydrogenphosphat (KD*P), Litiumborat (LBO) und Beta-Bariumborat (BBO) kommt heute vor allem Kaliumtitanylphosphat KTiOPO_4 (KTP) zur Anwendung. Auch in den hier verwendeten OPOs kommt jeweils ein KTP-Kristall zum Einsatz. KTP bietet eine einzigartige Kombination von Festigkeit gegenüber hohen Lichtintensitäten, Betriebstemperaturbereich, Nichtlinearität und Doppelbrechung. Somit ist erst durch den Einsatz von KTP die Entwicklung weit abstimmbarer (vom sichtbaren Licht bis ins mittlere Infrarot) OPOs mit brauchbarer Energieausbeute möglich geworden. Ebenso ist KTP als Frequenzverdoppler in Nd:YAG-Lasern weit verbreitet im Einsatz. Die besonders stark ausgeprägte anisotrope Nichtlinearität von KTP zeigt sich in seinem vergleichsweise geringen Akzeptanzwinkel für die optisch parametrische Verstärkung und ist von großem Vorteil für einen stabilen Einmodenbetrieb. Ein großer Nachteil von KTP besteht in der sehr teuren und aufwendigen Züchtung von Kristallen die auch nur eine Kristallgröße bis etwa 1 cm^3 zulässt. Trotz der viel gelobten Stabilität von KTP, kann an dieser Stelle nicht unerwähnt bleiben, dass in der Praxis die Zerstörschwelle nur etwa um das 1.25-fache höher liegt als die Laserschwelle, ab der ein stabiler schmalbandiger Einmoden-Betrieb möglich ist.

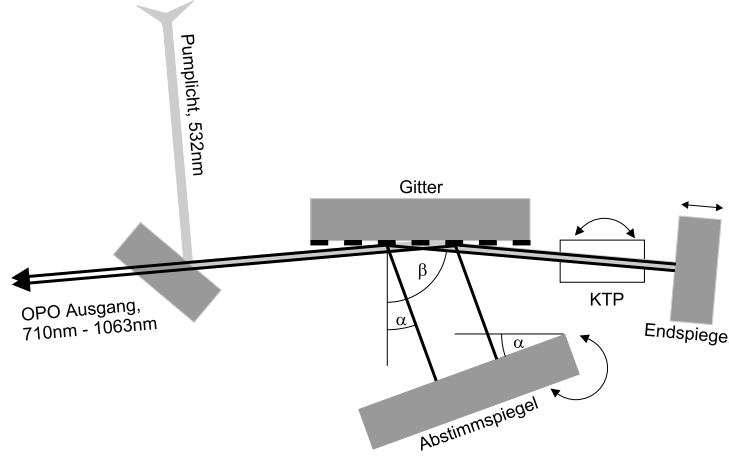


Abbildung 2.10: Der prinzipielle Aufbau des OPOs mit Littmann-Resonator. KTP-Kristall und Abstimmspiegel sind drehbar aufgehängt. Der Endspiegel ist verschiebbar.

Der Littman-Resonator

Die von Byer [1973] angegebene einfache Beziehung für die Bandbreite eines OPO

$$\delta\nu \approx \frac{c}{\Delta n l} \quad (2.56)$$

liefert für die Spektroskopie viel zu breite Werte. Daher sind die hier verwendeten OPOs mit einem sogenannten Littmann-Resonator aufgebaut. Er zeichnet sich durch eine außerordentliche Frequenzselektivität bei einem gleichzeitig großen Abstimmbereich aus. Er besteht aus einem Reflektionsgitter, einem Endspiegel und einem Abstimmspiegel, die so zueinander angeordnet sind, dass nur jeweils eine Wellenlänge resonant schwingen kann. Diese Selektion kann über die Gittergleichung

$$a(\sin \alpha_n - \sin \beta_m) = n\lambda; \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.57)$$

gewährleistet werden. Dieses Resonatorprinzip wurde von [Littman und Metcalf, 1978] vorgestellt und revolutionierte seinerzeit den schmalbandigen Betrieb von Farbstofflasern.

Der Pumpstrahl fällt streifend auf das Gitter, passiert den KTP-Kristall, trifft auf den Endspiegel, wird auf dem Einfallsweg zurückreflektiert und verlässt den Resonator wieder. Der Littman-Resonator ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Die erzeugten Signal- bzw. Idlerphotonen laufen parallel zum Pumpstrahl ebenfalls auf den Endspiegel und werden zusammen mit dem Pumpstrahl zurück in den KTP-Kristall reflektiert, wo durch erneute optisch parametrische Teilprozesse eine weitere Verstärkung von Idler und Signal stattfindet. Beim streifenden Einfall auf das Gitter wird jetzt das Signal bzw. der Idler genau so gebeugt, dass er senkrecht auf den dem Gitter gegenüber stehenden Abstimmspiegel trifft. Von hier wird das Licht über das Gitter wieder genau in den Resonator zurückreflektiert. Dieser optische Weg ist jedoch nur dem Licht mit exakt einer Wellenlänge möglich. Diese Wellenlänge wird durch den Winkel des Abstimmspiegels gegenüber dem Gitter genau definiert. Im Gegensatz zum klassischen Laserresonator hat der Littman-Oszillator keine definierte Resonatorlänge. Hier schwingen unzählige longitudinale Moden des Signal bzw. Idler gleichzeitig. Allerdings schwingen die Moden sämtlich mit der gleichen Wellenlänge und in Phase. Es ist die Folge des streifenden Einfalls des Lichts auf das Gitter, so dass für sehr viele (der Zahl der vom Licht überstrichenen Gitterlinien entsprechend) Lichtweglängen L die Modenbedingung

$$L = \frac{n\lambda}{2}; n \in \mathbb{N} \quad (2.58)$$

erfüllt werden kann und man für die Gesamtheit aller in Phase schwingender Moden von "einer Mode" oder "Einmoden-Betrieb" spricht. Anders als beim klassischen Resonator erfolgt hier die

Modenauswahl über die variable Länge L , während durch die Gittergleichung die Wellenlänge λ festgehalten wird.

Da jegliche Resonanz die Gittergleichung (2.57) erfüllen muss, ist dieser Resonatortyp außerordentlich frequenzselektiv und hat dadurch maßgeblich zur Entwicklung schmalbandiger Einmodenlaser mit hoher spektraler Reinheit beigetragen. So konnten mit Hilfe des Littman-Resonators erstmals nahezu ASE-freie Farbstofflaser konstruiert werden und auch von den OPOs konnte damit eine wesentlich verbesserte spektrale Reinheit erwartet werden. Der Abstimmspiegel und der KTP-Kristall sind drehbar gelagert, um die Wellenlänge bzw. die dazugehörige Phasenanpassung im KTP-Kristall einstellen zu können. Zusätzlich kann der Endspiegel verschoben werden, um eine richtige Phasenbeziehung zu den Linien des Gitters sicherzustellen. Die simultane und aufeinander abgestimmte Steuerung aller beweglichen Resonatorkomponenten erlaubt eine modensprungfreie Abstimmung über sehr weite Bereiche bis zu 10 nm [Bosenberg und Guyer, 1993]. Bei konventionellen Lasertypen sind modensprungfreie Abstimmungen meist nur über weniger als 0.1 nm große Bereiche möglich. Einschränkend muss allerdings angemerkt werden, dass die hohe Frequenzselektivität des Littman-Resonators sich genau genommen nur auf horizontale Moden bezieht, weil bei diesen die Erfüllung Gittergleichung (2.57) gefordert ist, um das Licht im Resonator zu halten. Photonen mit vertikalen Impulsanteilen unterliegen zwar ebenfalls der Gittergleichung, allerdings sehen solche Photonen eben durch ihre zu den Gitterlinien nicht mehr rechtwinklige Einfallsrichtung eine andere Gitterkonstante. Eine zusätzliche horizontale Komponente des Photonenimpulses kann jetzt dazu führen, dass derartige Photonen im Sinne der Rückreflektion zum Gitter "rechtwinklig" auf den Abstimmspiegel treffen und somit die Resonanzbedingung erfüllen. Allerdings werden solche Photonen bei jedem Resonatordurchlauf leicht vertikal versetzt, was bei mehreren Durchläufen dazu führen wird, dass diese Photonen den KTP-Kristall außerhalb des durch den Pumpstrahl beleuchteten Bereichs treffen und nicht weiter verstärkt werden. Insgesamt bleibt bei diesen Konstruktionsmerkmalen der Aufbau jedoch extrem justagekritisch, insbesondere der Abstimmspiegel, wie sich leider auch im Betrieb der OPOs herausstellte.

2.4.3.2 Die OPOs "Mirage 500" von Continuum

Spezifikationen und Anforderungen

Die beiden kommerziellen OPOs vom Typ "Mirage 500" des Herstellers *Continuum* mit einem Littman-Resonator wurden mit je zwei Optiksätzen (Gitter, dichroitischer Spiegel, usw.) für verschiedene Wellenlängenbereiche geliefert. Ebenso von *Continuum* wurde ein blitzlampengepumpter schmalbandiger, frequenzverdoppelter Nd:YAG-Pulslaser vom Typ "Powerlite 8020 Precision" als Pumplaser für beide OPOs geliefert (siehe Kapitel 2.4.3.3). Die beiden OPOs werden im LIDAR-Betrieb simultan gepumpt, da ein sequentielles Pumpen mit einem rotierenden Spiegel wegen der extremen Richtungsempfindlichkeit der OPOs gegenüber dem Pumpstrahl nicht in Frage kam. Die beiden Ausgangswellenlängen werden dann alternierend in den Titan:Saphir-Verstärker eingekoppelt, siehe 2.4.6.7. Die Drehung von KTP-Kristall und Abstimmspiegel erfolgt jeweils durch einen Schrittmotor mit einer nachgeschalteten stark untersetzenden Spindel- und Hebelmechanik, die sich in der Praxis aber leider als völlig unzureichend herausstellte. Ursprünglich waren hier von den Entwicklern Bosenberg und Guyer [1993] bei *STI Optronics* sogenannte "Inchworms" (*Burleigh*) als mechanische Justierelemente im Einsatz. Diese sehr präzisen aber teuren piezoelektrischen Antriebe wurden von *Continuum* durch die billigeren Spindelantriebe ersetzt. Leider wurde hier an der falschen Stelle gespart! Der Endspiegel wird über einen Piezokristall feinjustiert. Die für den schmalbandigen Einmodenbetrieb konzipierten OPOs sind darüber hinaus je mit einem über eine Glasfaser angekoppelten Interferometer ausgestattet, dessen Interferenzringe jeweils mit einer CCD-Kamera auf einem kleinen Monitor dargestellt werden. Auf diese Weise kann der Einmodenbetrieb gut überwacht werden. Eine zusätzliche Zweisegment-Fotodiode soll den Einmodenbetrieb elektronisch überwachen und, auch während die Wellenlänge verschoben wird, diesen aufrechterhalten in dem eine Anpassung des Endspiegels erfolgt. Dabei wird mit der Zweisegment-Fotodiode die Symmetrie der OPO-Moden überwacht. Beim Anschwingen von zusätzlichen Moden kommt es zu Asymmetrien des Ausgangsstrahls, so dass die Regelung sofort korrigierend eingreifen kann.

Leider erwies sich dieses Verfahren als zu träge und nicht sehr zuverlässig und wurde deaktiviert, da es sich in den meisten Fällen eher destabilisierend auf den Einmodenbetrieb auswirkte. Insgesamt sollte das System jedoch den Anforderungen für den LIDAR-Betrieb entsprechen:

Hersteller, Typ:	Continuum, OPO Mirage 500
Herstellerangaben: Repetitionsrate Pumpstrahl	20 Hz, bestimmt durch den Pumplaser ≤ 20 mJ, 532 nm, Strahldurchmesser ca. 8 mm, Richtungsstabilität ≤ 30 μ rad
Zerstörschwelle Ausgang-Pulsenergie Wellenlängenbereich	ca. 20 mJ ≤ 2 mJ (Signal) 615 – 1064 nm (426 – 2120 nm in erweiterter Konfiguration)
Anforderungen:	Gauß-förmiges Strahlprofil Maximale Bandbreite 200 MHz, d.h. eine Größenordnung kleiner als die typische Wasserdampflinienbreite Spektrale Reinheit von mindestens 0.999 Frequenzstabilität ± 50 MHz

Für die Wellenlänge des Pumplasers mit 532 nm wird ein prinzipieller Abstimmbereich für die Wellenlänge des "Signal" von ca. 615 – 1064 nm angegeben. Der Wellenlängenbereich des "Idlers" folgt oberhalb von 1064 nm. Um den für den LIDAR-Betrieb relevanten Wellenlängenbereich von 700 – 950 nm zu überstreichen, sind leider 2 Sätze von Optiken nötig, die dann mit einem gewissen Aufwand gewechselt werden müssen. Ein Vorteil der Konfiguration mit 532 nm Pumpwellenlänge besteht jedoch darin, dass der OPO ausschließlich im Bereich der leistungsstärkeren "Signal"-Emission betrieben wird.

Gemessene Eigenschaften, Originalzustand

Die spektrale Reinheit der OPOs wird jeweils über die obengenannten Interferometer überwacht. Dies dient jedoch nur zur groben Prüfung des Einmodenbetriebs der OPOs. Genauere Analysen wurden zunächst mit dem in 2.4.3.4 vorgestellten Wellenlängenmessgerät durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass der OPO bei gründlicher Justage kurzzeitig einen sehr sauberen Einmodenbetrieb erlaubt. Dieser bleibt aber nur selten für mehr als eine Viertelstunde stabil, meistens nur wenige Minuten. Die optimale Justage brachte eine leichte vertikale Verkipfung des Pumpstrahls gegenüber dem OPO-Strahl am Endspiegel des OPO. Insgesamt stellte sich die Justage im Originalzustand als außerordentlich feinfühlig, mechanisch sehr empfindliche und aufwendige Angelegenheit dar, die für jeden der OPOs etliche Stunden in Anspruch nehmen kann. Verschiedene Moden des OPO lieferten vertikal leicht unterschiedliche Richtungen des Ausgangsstrahls, so dass durch Einsetzen einer Lochblende in einem gewissen Abstand (≥ 3 m) unerwünschte Moden ausgeblendet werden können. Allerdings führt das Modenspiel zu erheblichen Intensitätsfluktuationen. Das obere Diagramm in Abb. 2.17 zeigt die Stabilität und das Frequenzrauschen eines der OPOs über eine Spanne von 5000 Einzelschüssen, also rund 6 Minuten. Daraus ergibt sich eine kurzzeitige Frequenzfluktuation von ca. ± 120 MHz. Deutlich ist jedoch ein starkes Driftverhalten zu erkennen. Dieses ist, wie sich später herausstellte, auf den großen Abstand der mechanischen Befestigungspunkte der Justierantriebe der Abstimmspiegel von den vertikalen Rotationsachsen sowie durch die Wahl ungeeigneter Materialien durch den Hersteller zu sehen. Dadurch wirken sich bereits winzigste thermische Schwankungen auf die Feinjustage des Abstimmspiegels aus. Messungen der Wellenlänge und der spektralen Bandbreite wurden zunächst mit dem Wellenlängenmessgerät LM007 (ATOS, siehe Kapitel 2.4.3.4) durchgeführt. Für die Bandbreitenmessung wurde später ein konfokales Etalon verwendet (siehe Kapitel 2.4.5), da das Wellenlängenmessgerät LM007 keine ausreichende spektrale Auflösung aufweist.

Das mit einer CCD-Kamera gemessene Strahlprofil der OPOs zeigte in einem Abstand von ca. 3 m leichte Asymmetrien aber praktisch kaum Inhomogenitäten, siehe Abb. 2.11. Die Strahldivergenz des OPO wurde gemessen, indem der OPO-Strahl auf die der Labortür gegenüber liegende ca.

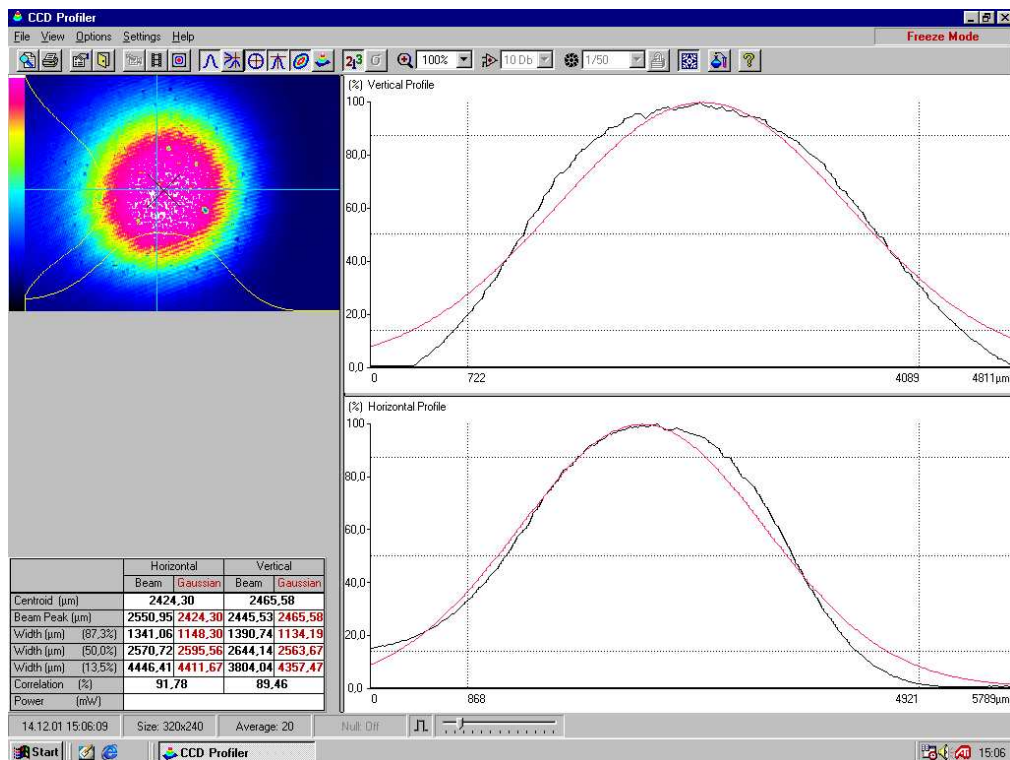


Abbildung 2.11: Strahlprofil eines der OPOs im Lieferzustand

10 m entfernte Flurwand geschossen wurde. Es ergab sich eine Strahldivergenz von 0.75 mrad bei einer hohen, gegenüber dem Pumpstrahl etwa um den Faktor 8 vergrößerten Richtungsfluktuation von 200 μ rad. Bestätigt wurde die Divergenzmessung durch die Verschiebung des Fokus mit einem Teleskop.

2.4.3.3 Nd:YAG-Pumplaser

Als Pumplaser für die beiden OPOs wurde ein blitzlampengepumpter frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser "Powerlite 8020" von *Continuum* geliefert. Ein Laser dieser Qualität war erforderlich, auch wenn nur ein kleiner Teil (je ca. 20 mJ) der maximal möglichen Pulssenergie (ca. 500 mJ) benötigt wird. In den primären Resonator des zweistufigen Lasers wird das Licht eines frequenzstabilisierten, von einem Diodenlaser gepumpten "Seeders" eingekoppelt. Der Powerlite 8020 wurde zwar als Teil des OPO-Komplettangebotes geliefert, jedoch wurde von *Continuum* keine Modifikation oder Anpassung an das System vorgenommen, wie sich später herausstellte, so dass es einigen Verbesserungsbedarf gab.

Herstellerangaben und Anforderungen

Hersteller, Typ:	Continuum, Powerlite 8020 Precision
Repetitionsrate:	20 Hz
Pulsenergie:	0.5 J
Wellenlänge:	532 nm
Pulslänge:	7 ns bei 532 nm
Bandbreite:	ca. 90 MHz
Richtungsstabilität:	30 μ rad
Anforderungen:	Gauß-förmiges Strahlprofil zur Vermeidung zusätzl. OPO-Frequenzanteile Passive Frequenzstabilität von ca. 10^{-7} Richtungsstabilität von ca. 25 μ rad Kurze Aufwärmzeit für schnelles Anfahren von Messungen

Gemessene Eigenschaften**Stabilität der Wellenlänge**

Die Wellenlänge des Pumpasers wurde an 14 Tagen, verteilt über einen Zeitraum von 5 Monaten gemessen, dabei ergab sich eine mittlere Wellenlänge des Lasers mit "Seeder" von 532.2185043 nm, mit einer relativen Streuung von $2 \cdot 10^{-7}$. Bei Weglassung von 3 Ausreißern ergibt sich sogar eine relative Genauigkeit von $1.25 \cdot 10^{-7}$, also den Anforderungen entsprechend. An einzelnen Messtagen waren die Frequenzfluktuationen mit nur ca. $\pm 3 \cdot 10^{-8}$ entsprechend ± 17 MHz sogar noch wesentlich geringer.

Strahlprofil

Ein glattes Strahlprofil des Pumpasers ist essentiell für einen sauberen Einmodenbetrieb der OPOs. Das Strahlprofil des Pumpasers wurde mit einer CCD-Strahlkamera gemessen und erfüllte die Anforderungen bestens. Es ergaben sich nur leichte Abweichungen von einem Gauß-förmigen Strahlprofil, welche möglicherweise auf die Messung selbst zurückzuführen sind.

Richtungsstabilität

Wegen des Funktionsprinzips des Littman-OPOs bestehen extreme Anforderungen an die Richtungsstabilität des Pumpasers. Die Richtungsstabilität wurde durch Fokussieren des auf 0.1% abgeschwächten Laserstrahls mit einem einstellbaren Strahlauweiteteleskop auf ein ca. 12 m entferntes Garagentor gemessen. Auf diese Weise konnten winzige Richtungsabweichungen bis ca. 0.3 mm visuell aufgelöst werden. Mehrfaches Aus- und Einschalten auch nach größerer Pause brachte keine Abweichung über diese Fluktuation hinaus. Somit wird die geforderte und vom Hersteller angegebene Richtungsstabilität von 30 μ rad erreicht.

Aufwärmverhalten

Um kurzfristig, das heißt in weniger als einer Stunde Vorlaufzeit LIDAR-Messungen starten zu können, wurde das Aufwärmverhalten des Powerlite 8020 untersucht. Nach Angaben der PTB Berlin war eine Aufwärmdauer von 3 Stunden für dieses System zu erwarten. Diese Zeitspanne ist zu lang, um direkt nach der Bewölkungsauflösung LIDAR-Messungen durchzuführen. Messungen bestätigten dieses Verhalten hinsichtlich der Frequenzstabilität, siehe Abb. 2.12. Es dauert in der Tat ca. 3 Stunden, bis der Pumpaser nach dem Einschalten eine stabile Wellenlänge liefert. Anders verhält es sich jedoch, wenn der Seedlaser schon vor dem Einschalten im vorgewärmten "Standby-Modus" gehalten wird. Dann wird nach dem Durchlaufen der ca. 30 Minuten dauernden Hochfahrprozedur eine stabile Ausgangswellenlänge mit relativen Frequenzschwankungen von nur $\pm 4 \cdot 10^{-8}$ schon nach wenigen Minuten erreicht (siehe Ab. 2.12). Das bereits vorgewärmte System kann für einige Stunden in einem "gesimmerten" Ruhezustand gehalten werden und dann innerhalb von 5-10 Minuten startklar gemacht werden. In Bezug auf die Richtungsstabilität konnte keinerlei Aufwärmverhalten

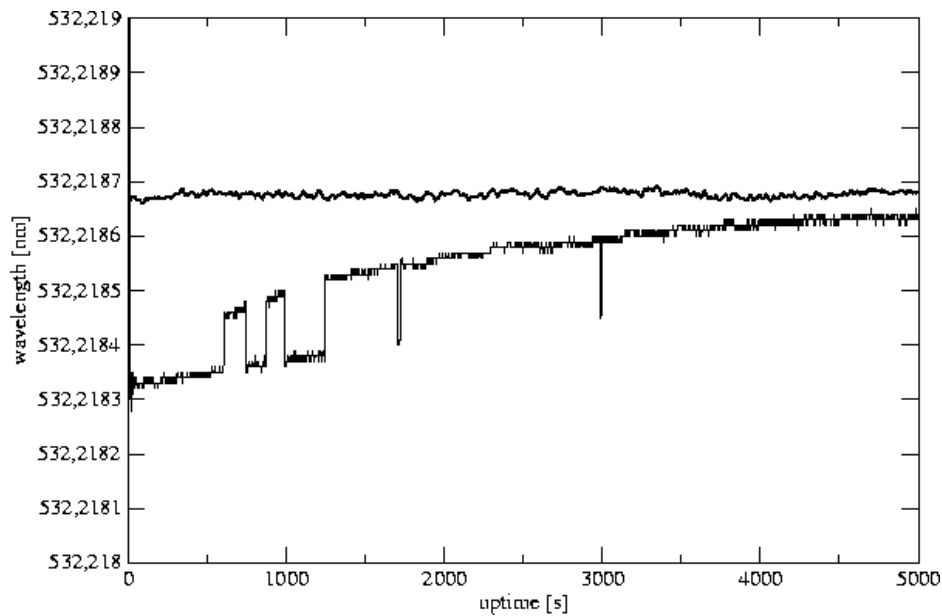


Abbildung 2.12: Das Aufwärmverhalten des Nd:YAG-Pumplasers Powerlite 8020 von Continuum. Die untere Kurve zeigt das Verhalten nach einem kompletten Kaltstart. Die Wellenlänge stabilisiert sich erst nach ca. 4 Stunden. Mit vorgeheiztem Seedlaser steht die Wellenlänge hingegen schon wenige Minuten nach dem Einschalten.

nachgewiesen werden. Allerdings benötigt der OPO nach dem Einschalten des Pumplasers selbst mit Kristallheizung etwa 10 Minuten bis zum Erreichen eines stabilen Einmodenbetriebs.

2.4.3.4 Wellenlängenmessung mit dem LM007 von ATOS

Für die Messung der Laserwellenlängen der OPOs und des Nd:YAG-Pumplasers sowie als Basis für die aktive Frequenzstabilisierung wurde das Wellenlängenmessgerät LM007 von ATOS beschafft. Dieses zum Zeitpunkt der Anschaffung auf dem Markt praktisch konkurrenzlose Messgerät liefert eine relative Genauigkeit von 10^{-7} . Das LM007 ermöglicht eine einfache Justage des Seedlasers des Pumplasers. Zum anderen dient es der Überwachung und rechnergesteuerten Regelung der LIDAR-Wellenlängen der OPOs mit Hilfe der in 2.4.4.3 beschriebenen Piezosteuerung. Ein einwöchiger Test mit einem Mehrmoden-HeNe-Laser zeigte eine relative Streuung von nur $4 \cdot 10^{-8}$ und übertraf damit sogar die Erwartungen. Der sinnvolle Einsatz zur rechnergesteuerten Wellenlängenregelung der OPOs erfordert eine Messgenauigkeit im relevanten Wellenlängenbereich von ca. ± 50 MHz. Das Rauschen des LM007 konnte etwa zu ± 5 MHz abgeschätzt werden.

Das LM007 verfügt über 4 Fizeau-Interferometer mit äquidistanten Interferenzlinien. Über die Messung der Linienabstände der verschiedenen Interferenzordnungen der Interferometer kann die Wellenlänge eindeutig bestimmt werden. Für das vierte und hochauflösendste Interferometer wird eine Bandbreite von 375 MHz angegeben. Die Interferometer sind evakuiert und messen somit die Vakuumwellenlänge der jeweiligen Lichtquelle. Das zu untersuchende Licht wird mit einer Einmoden-Glasfaser in das LM007 eingekoppelt. Obwohl das Gerät über eine interne aktive Temperaturstabilisierung verfügt, erwies es sich als zweckmäßig, das Gerät in der thermisch stabilisierten Umgebung der Laserflowbox (siehe unten) aufzustellen. Auch sollte das LM007 nie abgeschaltet werden, denn nach dem Einschalten dauert es ca. 4 Stunden, bis das Gerät betriebswarm und einsatzbereit ist.

2.4.4 Verbesserungen am OPO-System

2.4.4.1 Aufstellung in einer Flowbox

Als primäre Maßnahme zur thermischen Stabilisierung des Systems wurde schon in der Planungsphase an die Aufstellung des gesamten Lasersystems in einer temperaturstabilisierten Flowbox gedacht. Die Flowbox umgibt dabei den gesamten Lasertisch ($3 \cdot 1.5 \text{ m}^2$) und verfügt über ein Laminargebläse mit Feinstaubfilter und Wärmetauscher für einen externen Kühlkreislauf. Eine optimale passive Langzeitstabilität des Lasersystems setzt eine konstante Umgebungstemperatur der Lasergeräte mit Schwankungen von weniger als $\pm 0.5^\circ \text{C}$ voraus, welche über den Wärmetauscher und ein externes aktives Kühlaggregat entsprechend geregelt werden kann. Bei einer gesamten Wärmeleistung aller Geräte auf dem Lasertisch von 0.5 kW und einer Labortemperatur von weniger als 24°C kann die Temperatur in der Flowbox auf $21^\circ \text{C} \pm 0.5^\circ \text{C}$ konstant gehalten werden. Wie Tests bei der Abnahme der Flowbox zeigten, ist 1 kW Heizleistung bereits zu viel. Anfänglich stellten sich die beiden Monitore für die OPO-Steuerung als zu große Wärmequellen heraus und wurden daher durch Flachbildschirme ersetzt. Später ist zusätzlich eine Lufttrocknungsanlage vorgesehen, um die Absorption der Laserpulse durch die Luftfeuchtigkeit im Labor zu minimieren.

2.4.4.2 Verbesserungen am Nd:YAG-Pumplaser

Mangelhafte Betriebssicherheit

Im dauerhaften Betrieb zeigte sich, dass der Pumplaser leider nicht immer zuverlässig arbeitet. Insbesondere erwies sich der Einmodenbetrieb als zeitweise instabil. Sporadisch kam es während des Betriebs immer wieder vor, dass der Laser in den breitbandigen Multimodenbetrieb wechselte, teilweise mehrmals täglich. Mit dem Wechsel in den Multimodenbetrieb ist jedoch stets eine Erhöhung der Pulsenergie um ca. 25% verbunden. Die Zerstörschwelle der vom Nd:YAG-Laser gepumpten KTP-Kristalle in den OPOs liegt mit 25% leider nur relativ knapp über der Laserschwelle. Da für einen zuverlässigen Betrieb der OPOs die Laserschwelle aber um mindestens 10% überschritten werden muss, bedeutet ein plötzlicher Anstieg der Pulsenergie um 25% die unweigerliche Zerstörung der KTP-Kristalle. Nicht nur wegen der hohen Anschaffungskosten der KTP-Kristalle war dieses Verhalten des Pumplasers absolut inakzeptabel. Es konnten im wesentlichen zwei Ursachen für diesen Mangel ermittelt werden:

- Die Steuerelektronik des Seedlasers war nicht ausreichend gegen elektromagnetische Störungen abgeschirmt, die vor allem durch das Zünden der Blitzlampen im Titan:Saphir-Verstärker verursacht werden. Die Steuerung des Seedlasers erfolgt über die Ermittlung der so genannten Q Switch Build-Up Time (QSBUT). Das ist die Zeitspanne, die zwischen Öffnen des Güteschalters im Nd:YAG Laserresonator und der Emission des Laserpulses vergeht. Sie dauert etwa 80 ns und verkürzt sich im "geseedeten" Betrieb um ca. 15 ns gegenüber dem "ungeseedeten" Betrieb. Daher erfolgt die Regelung des Seedlasers stets so, dass die QSBUT möglichst klein ist. Dafür benötigt die Steuerung den Triggerzeitpunkt QST, an dem der QS gezündet wird. Der QST-Trigger wird vom Lasernetzteil mit einem ca. 5 m langen Koaxialkabel übertragen. Diese Strecke weist jedoch nicht die ausreichende elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) auf, so dass Einstreuungen vom Titan:Saphir-Verstärker fehlinterpretiert wurden. Eine Verbesserung ergab sich durch Einsetzen eines Tiefpassfilters in die Steuerung, welcher die hochfrequenten Störungen ausreichend dämpft und das Steuersignal aber noch steilflankig genug passieren lässt. Zusätzlich wurde der Seedlaser mit seiner Steuerung an eine unterbrechungsfreie Stromversorgung (USV) angeschlossen, um Einstreuungen aus dem Stromnetz zu vermeiden.
- In Bezug auf den primären Laserresonator ist die Richtungsstabilität des integrierten Seedlasers vor allem in der Aufwärmphase während der ersten Betriebsstunde nach dem Einschalten nicht ausreichend gegeben. Dies führt immer wieder dazu, dass der Pumplaser nicht ganz sauber nur im Einmodenbetrieb läuft. Viel zu spät und erst durch eine Verkettung ungünstiger

Umstände⁹ stellte sich heraus, dass Schwankungen in der Temperatur des externen Kühlwassers schon lange vor der Notabschaltung wegen Übertemperatur auf das interne Kühlwasser durchschlagen und einen extrem störenden Einfluss auf den Einmodenbetrieb haben. Vermutlich führen schon leichte Veränderungen der Kühlwassertemperatur zu mechanischen Spannungen in der gemeinsamen Grundplatte von Seeder und Laserresonator. Diese Platte trägt auch die wassergekühlte Blitzlampenkammer. Insbesondere das temporäre Einschalten des Titan:Saphir-Verstärkers während der LIDAR-Messungen erhöhte die Wassertemperatur im Rücklauf des externen Kühlkreislauf innerhalb weniger Minuten um ca. 20°C bis 30°C, da hier kurzzeitig Wärmeleistungen bis 10 kW "entsorgt" werden müssen. Durch den großen, ca. 100 l fassenden Vorratstank des Kühlgeräts führt diese zusätzliche Wärmezufuhr erst nach einigen Minuten zu einem flachen Anstieg der Vorlauftemperatur um bis zu 10 °C. Durch die völlige Trennung der Kühlkreisläufe (durch die Verwendung von zwei Kühlgeräten) für Pumpplaser und Titan:Saphir-Verstärker war eine erhebliche Verbesserung zu erzielen. Trotzdem gelang es nicht, den Seederbetrieb absolut fehlerfrei zu bekommen. Selbst unter stabilsten möglichen Umgebungsbedingungen kommt es sporadisch zu Fehlfunktionen, weshalb der Einsatz der im nächsten Abschnitt beschriebenen Schnellabschaltung unumgänglich bleibt.

Lasersteuerung mit integrierter Schnellabschaltung

Da vom Hersteller *Continuum* leider keine befriedigende Abhilfe bei den Problemen mit dem Seedlaser geschaffen werden konnte, blieb nur die Möglichkeit, Leistungsausbrüche des Pumpasers frühzeitig zu erkennen und mit einer Schnellabschaltung einer Zerstörung der KTP-Kristalle zuvorzukommen. Der Powerlite 8020 verfügt nur über sehr komplizierte, benutzerunfreundliche und zudem sehr riskante Schnittstellen der externen Steuerung und Synchronisation. Riskant sind diese Schnittstellen, weil falsche Triggerpegel am Synchronisationseingang für den Q-Switch zur unweigerlichen Zerstörung des Hochspannungs-Pockelszellentreibers (Marxbank) führen. Daher wurde eine eigene Steuerelektronik (nachfolgend Triggerbox genannt) entwickelt. Die Triggerbox kontrolliert dabei Ladekondensatoren, Blitzlampen und den Zündzeitpunkt des Q-Switch und verfügt über die geforderte Schnellabschaltung des Q-Switch, wenn die Pulsenergie plötzlich ansteigt. Als Energiemonitor wurde dabei ein Fotowiderstand (LDR) eingesetzt, der aufgrund seines trägen Zeitverhaltens eine stark integrierende Funktion besitzt und somit den Laserpuls als ganzes erfasst und einen schnellen und damit aufwendigen Komparator entbehrlich macht. Da der Q-Switch-Zündzeitpunkt des Pumpasers als Zeitbasis für das gesamte LIDAR-System anzusehen ist, wurde die Triggerbox so ausgelegt, dass weitere Synchronisationsausgänge für andere Systemkomponenten, z.B. für den Titan:Saphir-Verstärker zur Verfügung stehen. Als primäre Zeitbasis dient der Triggerbox allerdings nicht mehr die Steuerung des Pumpasers selbst, sondern ein hochpräziser Verzögerungsgenerator (Stanford Research Systems, Modell DG 535, Abkürzung: SDG). Die Einbindung der Triggerbox in das gesamte Zeitmanagement des LIDAR-Systems ist in Abbildung 2.13 zu sehen. Den elektronischen Schaltplan zeigen die Abbildungen 2.14 und 2.15. Zusammen mit dem SDG übernimmt die Triggerbox die in der nachfolgenden Tabelle aufgeführten Funktionen.

⁹Durch ein Unwetter mit Sturm auf der Zugspitze bei einer Außentemperatur von unter -20 °C sank die Temperatur im Labor-Treppenhaus trotz Heizung unter den Gefrierpunkt und eines der externen Wasserkühlgeräte fror so ein, dass es keine Kühlleistung mehr brachte, obwohl Wasser transportiert wurde.

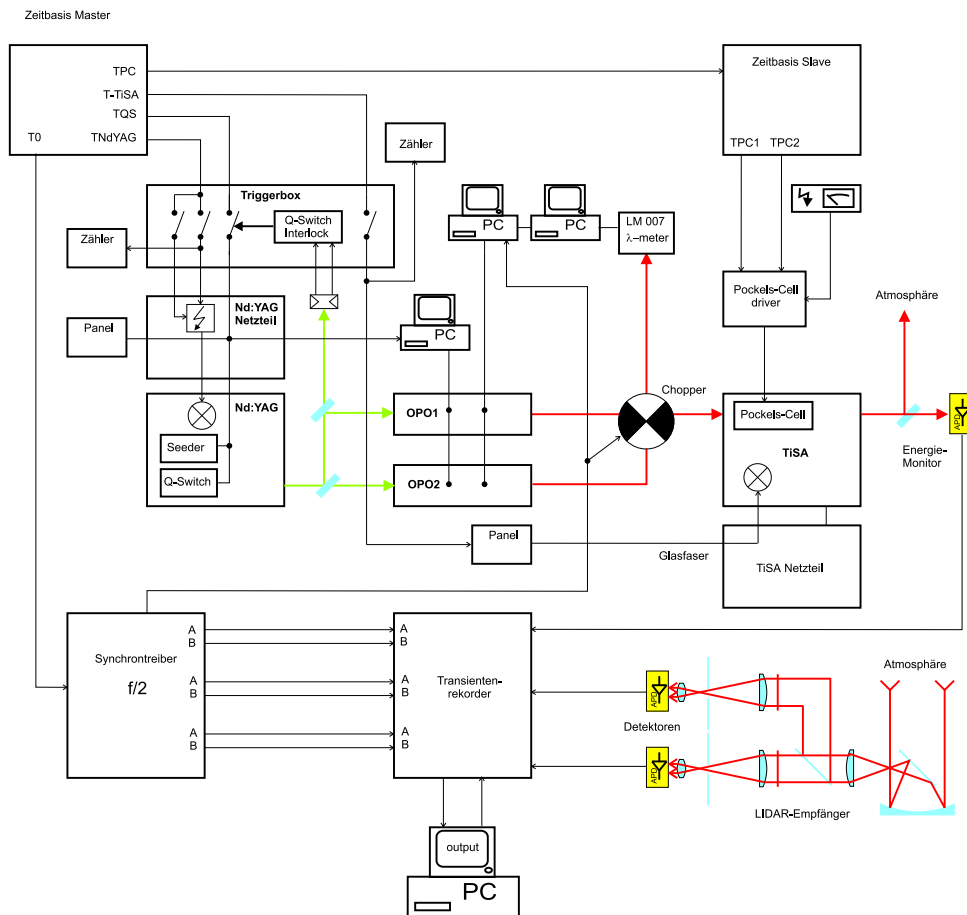


Abbildung 2.13: Zeitmanagement und Synchronisationsschema für das LIDAR-System.

Funktionen der Triggerbox	
HV-Kondensatoren laden	an/aus
Blitzlampen Pumplaser	Zündzeitpunkt, an/aus
Q-Switch Pumplaser	Zündzeitpunkt an/aus Pegelkontrolle 5V, unabhängig von Triggereingang zum Schutz der Marxbank Synchronisation mit Blitzlampen intern oder extern (SDG)
Q-Switch Interlock	Schnellabschaltung bei Pulsenergieüberhöhung des Pumplasers Triggerschwelle einstellbar
Zählerausgang	Triggersignal für externen Zähler zur Altersbestimmung der Blitzlampen des Pumplasers
Blitzlampen TiSA	Zündzeitpunkt (SDG), an/aus
Zusätzliche mit SDG direkt generierte Synchronisationssignale	
Pockelszelle TiSA OPO-Steuerung LIDAR-Empfangssystem	

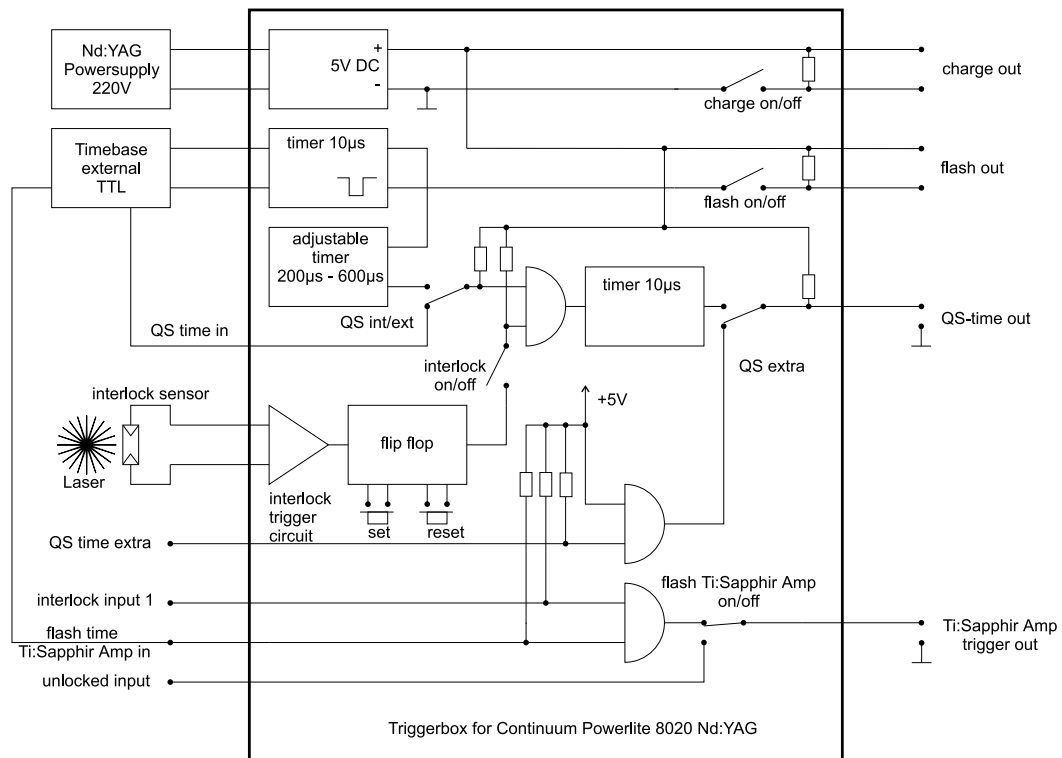


Abbildung 2.14: Blockschaltbild der externen Steuerung (Triggerbox) des Nd:YAG-Lasers mit Schnellabschaltung (Interlock) bei zu hoher Leistung und Synchronisationsschnittstellen für den Titan:Saphir-Verstärker.

Verlängerung der Pulslänge mit Hilfe des Q-Switch

Die kurze Pulsdauer der OPOs von 2.0 ns im Normalbetrieb führt wegen der Energie-Zeit-Unschärfe zu einer relativ hohen Bandbreite von effektiv 320 MHz unter Beachtung des Frequenzrauschens (Abb. 2.22). Um diesen Wert auf weniger als die geforderten 200 MHz zu reduzieren, ist eine Verlängerung des Pumpimpulses wünschenswert.

Üblicherweise würde man dies durch eine Verlängerung des Resonators erreichen. Diese Möglichkeit scheidet hier auf Grund der kompakten Bauweise des Powerlite 8020 praktisch aus. Eine weitere von Dyer und Bischel [1988] beschriebene Variante der Pulsverlängerung besteht in einer Abschwächung des Verstärkungsfaktors des Laserresonators. Dies könnte zum einen durch den Einbau resonatorinterner optischer Verluste realisiert werden, was allerdings in Bezug auf den Seeder-induzierten Einmodenbetrieb einen störenden Einfluss hätte, da auch der Seederstrahl selbst abgeschwächt werden würde. Zum anderen könnte die Blitzlampenleistung abgeschwächt werden, was jedoch mit einer mutmaßlich sehr aufwendigen Neuanpassung des Systems an die veränderte thermische Linse des Nd:YAG-Kristalls verbunden wäre. Aus diesem Grund wurde diese schon bei der Bestellung des Lasersystems angesprochene Variante als Option vom Hersteller (*Continuum*) ausgeschlossen.

Durch die Veränderung des Zeitpunktes der Zündung des Q-Switch (QST) gegenüber dem Zündzeitpunkt der Blitzlampen kann nicht nur die Pulsenergie, sondern auch die Pulslänge beeinflusst werden. Vom Hersteller wird diese Möglichkeit nicht näher beschrieben, und es gibt über dieses Verhalten bei diesem Produkt auch keine näheren Literaturangaben. Eigene Untersuchungen ergaben, dass beim Powerlite 8020 die Pulslänge bei 532 nm sich effektiv von 7.5 ns auf 15 ns verdoppeln lässt.

Normalerweise wird der blitzlampengepumpte Nd:YAG-Laser so betrieben, dass der Q-Switch

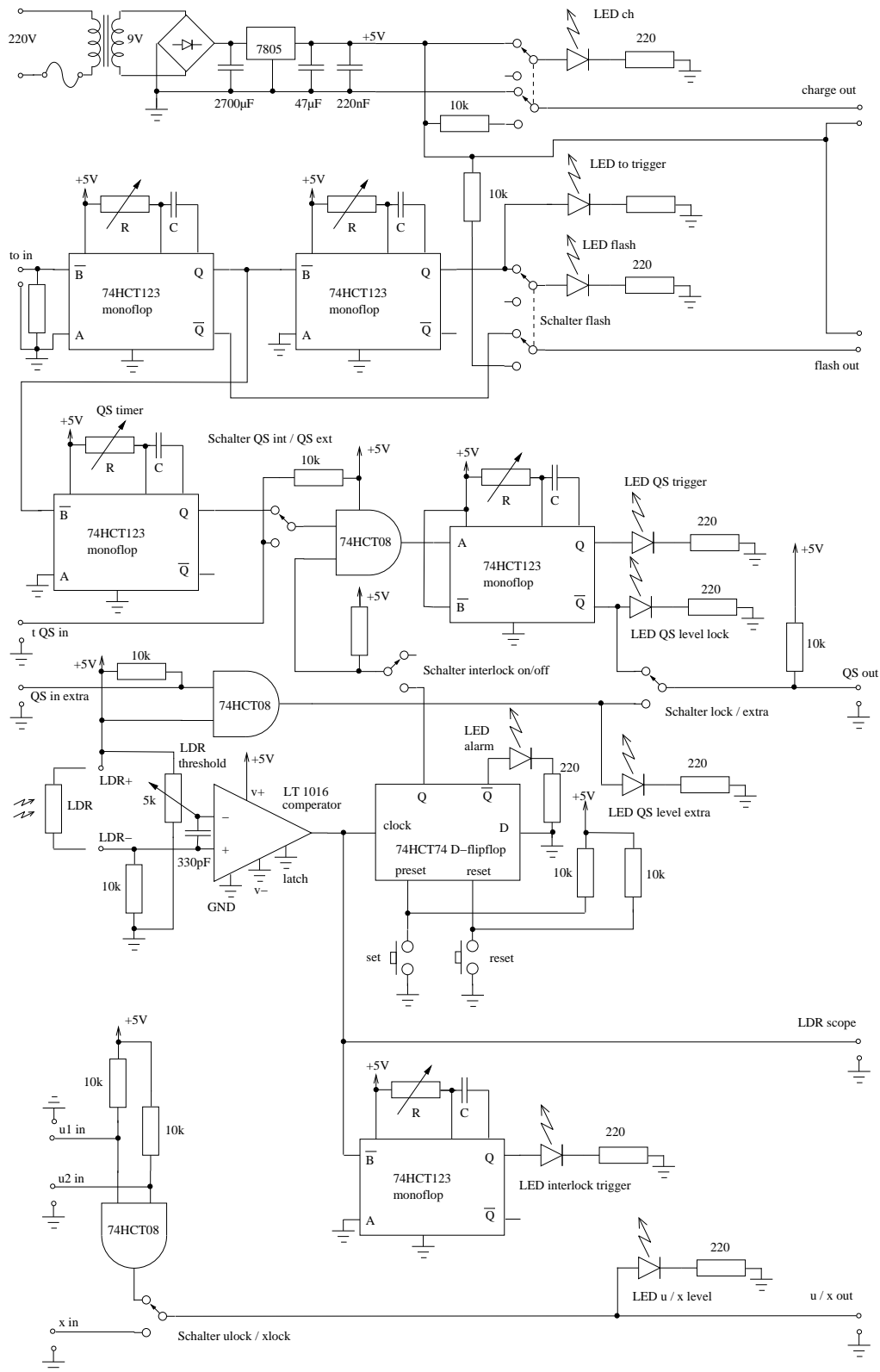


Abbildung 2.15: Detaillierter Schaltplan der Triggerbox des Nd:YAG-Lasers. Als Leistungssensor für die Schnellabschaltung wurde ein LDR verwendet.

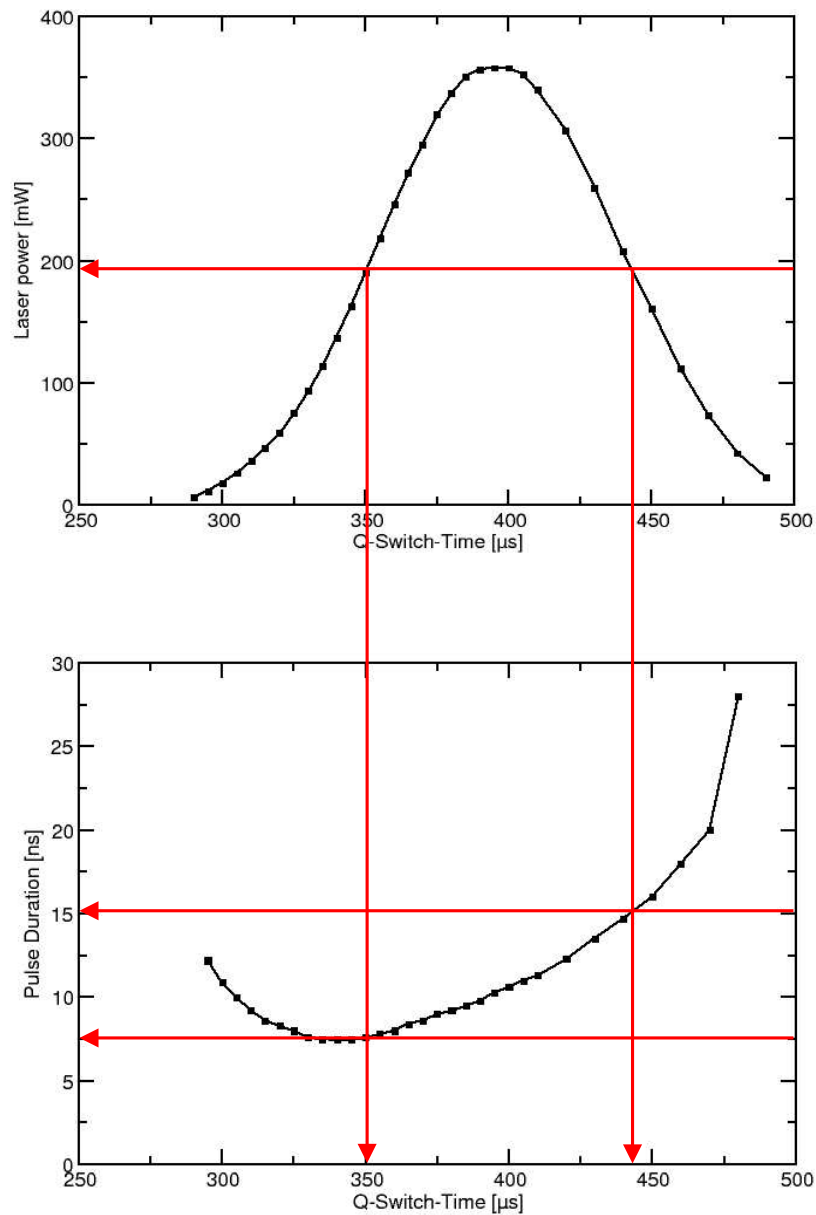


Abbildung 2.16: Durch die Verschiebung des Q-Switch-Zündzeitpunktes hinter den Zeitpunkt der maximalen Energiespeicherung im Nd:YAG-Kristall lässt sich die Pulsdauer bei 532 nm und bei behaltener Ausgangspulsenergie verdoppeln. Normalerweise wird der Nd:YAG-Laser mit kurzer Pulsdauer mit einem Zündzeitpunkt ca. 350 μs nach der Blitzlampenzündung betrieben, also noch deutlich vor der maximalen Energiespeicherung im Kristall gezündet. Sowohl Ausgangsleistung als auch Einmodenbetrieb sind dann wesentlich stabiler als bei der Spätzündung. Bereits bei einer Zündung um das Maximum der Energiespeicherung wird der Betrieb des Lasers instabiler. Die Leistungsmessung erfolgte im OPO, d.h. nach Abschwächung auf die geforderten Betriebsbedingungen. Die Messung der Pulslänge wurde mit einem 500 MHz-Oszilloskop durchgeführt, der Einfluss dessen Bandbreite wurde nicht korrigiert.

vor dem Erreichen der maximalen Energiespeicherung im Laser-Kristall gezündet wird. Die Pulsenergie lässt sich dann über einen weiten Bereich recht homogen über den Zeitabstand von Blitzlampenzündung und QST regeln, ohne dass dadurch die Stabilität des Lasers wesentlich beeinträchtigt wird. Beginnend bei einem viel zu frühen QST nimmt die Pulsdauer zu größeren Werten von QST hin zunächst ab. Wenn QST den in etwa der halben maximalen Pulsenergie entsprechenden Wert erreicht hat, hat die Pulsdauer ein flaches absolutes Minimum. Hier läuft der Laser am stabilsten, und wird daher normalerweise in diesem Bereich betrieben. Mit weiter zunehmendem QST nimmt die Pulsdauer kontinuierlich zu, auch nach dem Überschreiten desjenigen Zeitpunkts der maximalen Energiespeicherung im Nd:YAG-Kristall und somit der maximalen Pulsenergie. In diesem Bereich wird der Betrieb des Lasers mit zunehmendem Werten von QST rasch instabil. Zum einen nehmen die Leistungsfluktuationen im Einmodenbetrieb deutlich zu, zum anderen wechselt der Laser zunehmend häufig in den Mehrmodenbetrieb, was hinsichtlich der niedrigen Zerstörschwelle der OPO-Kristalle sehr kritisch ist. Insgesamt kann sich die Pulsdauer gegenüber dem Minimalwert fast um den Faktor 4 vergrößern. Effektiv lässt sich für Experimentierzwecke die Pulsdauer etwa verdoppeln. Ausgehend von denjenigen QST-Werten, die der kürzesten Pulsdauer von etwa 7.5 ns entsprechen, liefert der Laser für QST-Werte jenseits des Pulsenergiemaximums, die einer Pulsdauer von 15 ns entsprechen, etwa die gleiche Pulsenergie (siehe Abb. 2.16).

Die verdoppelte Pulsdauer des Nd:YAG-Lasers schlägt sich auch etwa in einer Verdopplung der Pulsdauer (und somit einer deutlichen Erniedrigung der Bandbreite) bei den OPOs nieder (siehe Kapitel 2.4.5). Der Betrieb mit verdoppelter Pulslänge ist jedoch zu instabil für den Dauerbetrieb im LIDAR. Außerdem halbierte sich durch die Verdopplung der Pulslänge der Abstand von Laserschwelle und Zerstörschwelle der KTP-Kristalle, womit ein ernsthaftes Sicherheitsrisiko entsteht. Daher ist trotz der Verbesserung der Bandbreite ein Betrieb der OPOs mit einer Pulsdauer von 4 ns (entsprechend 15 ns beim Pump laser) bedenklich und kam vorerst nur für die Bandbreitenmessungen zum Einsatz. Die Möglichkeit die Pulslänge zu verdoppeln erlaubt beim schmalbandigen Laserbetrieb eine Abschätzung von Bandbreitenanteilen (z.B. Frequenzrauschen, Schuss zu Schuss Fluktuationen usw...), die nicht durch das Fourier-Transform-Limit bedingt sind.

2.4.4.3 Verbesserungen an den Mirage-OPOs

Kristallheizung

Im über mehrere Stunden andauernden Betrieb der OPOs zeigte sich neben der allgemeinen großen Instabilität der Mirage-OPOs eine außerordentliche Empfindlichkeit der KTP-Kristalle gegenüber Temperaturschwankungen, was auf dem stark temperaturabhängigen Brechungsindex von KTP beruhen dürfte. Geringe Temperaturschwankungen sind beim Justagebetrieb, bei dem die thermisch stabilisierte Flowbox (siehe Kapitel 2.4.4.1) geöffnet ist, kaum zu vermeiden. Außerdem erwärmt der Pumpstrahl die Kristalle, was vor allem in der Aufwärmphase zu einer Drift der winkelabhängigen Phasenanpassung führt (siehe Kapitel 2.4.3.1). Daher schien es sinnvoll, den KTP-Kristall mit einer Heizung auf einer deutlich höheren (und aktiv stabilisierten) Temperatur als die Umgebungstemperatur zu halten. Dies ist in der kommerziellen Lasertechnik generell üblich, wurde aber bei den teuren MIRAGE-OPOs versäumt. Als Heizelement dient ein Kleinleistungstristor. Dieser wurde samt einer kleinen Regelelektronik einschließlich Temperaturfühler direkt an der Kristallaufnahme aus Aluminium befestigt. Auf diese Weise kann der Kristall konstant auf Temperaturen zwischen 30 °C und 100 °C geheizt werden. Die Umgebungsluft hat bei diesen Verhältnissen keinen so großen Einfluss mehr auf die Kristalltemperatur.

Tatsächlich zeigte sich, dass mit eingeschalteter Kristallheizung ein wesentlich stabilerer Betrieb der OPOs mit deutlich verkürzter Aufwärmphase möglich ist. Um ein oszillatives Verhalten der Temperaturregelung zu vermeiden, musste eine sehr kurze Zeitkonstante zwischen Heiztransistor und Temperaturfühler eingehalten werden. Dazu wurde ein Fühler mit Metallgehäuse und Außengewinde direkt in den Aluminiumblock des Kristallhalters geschraubt, wobei das Kühlblech des Transistors wie eine Beilagscheibe zwischen Fühler und Kristallaufnahme eingeklemmt wurde. Ein weiterer Vorteil der Kristallheizung besteht in der verringerten schleichenden Zerstörung des Kristalls in Form des sogenannten "Grey Trackings", wie es von Koechner [1999] beschrie-

ben wird. Das Grey Tracking führt zu einer mit der Betriebsdauer zunehmenden Eintrübung des KTP-Kristalls und somit zu einer Verminderung des Wirkungsgrads. Es wurde auch bei den hier eingesetzten KTP-Kristallen beobachtet. Bei Betriebstemperaturen über 70 °C ist diese Trübung teilweise reversibel [Koechner, 1999]. Zu Testzwecken wurde ein alter und deutlich getrüübter KTP-Kristall über einen Zeitraum von 3 Stunden in einem Laborofen auf 100 °C erhitzt und es konnte ein deutlicher Rückgang der Trübung beobachtet werden.

Stabilisierung und Feinabstimmung mit Piezokristall

Um, wie gefordert, einen Laser auf ± 50 MHz und weniger zu stabilisieren, ist eine aktive Stabilisierung unerlässlich. Die Frequenzdrift des OPOs in Abb. 2.17 (oberes Teilbild) bestätigt dies. Um die OPOs innerhalb des großen Abstimmereichs auf beliebigen Frequenzen halten zu können, war die Stabilisierung auf ein Interferometer geplant. Da sich das neue Wellenlängenmessgerät LM007 als ausreichend genau erwies, konnte auf die vorgesehene Eigenentwicklung verzichtet werden. Als idealer Angriffspunkt für die aktive Feinregelung der Littman-Resonatoren bietet sich die mechanische Aufhängung des Abstimmspiegels an (siehe Abb. 2.10). Daher wurde je ein Piezokristall mit elektrischen Anschlüssen in die Justiermechanik des Abstimmspiegels eingesetzt und zwar dort, wo der Spindelantrieb an den Rotator der Mechanik angreift. Diese Variante der Feinjustage wurde überraschend vom ursprünglichen Entwickler des Systems, Dean Guyer [Bosenberg und Guyer, 1993] als fertige mechanische Komponente angeboten. In der bei *STI Optronics* entwickelten Urversion des Systems war bereits ein piezoelektrischer Antrieb vom Typ "Inchworm" (Burleigh) im Einsatz, der aus Kostengründen von Continuum wieder eingespart wurde und durch den vergleichsweise groben Spindelantrieb ersetzt wurde. Der jetzt nachgerüstete Piezokristall ersetzt zwar nicht den Spindelantrieb für den Abstimmspiegel, der weiterhin für die grobe Wellenlängeneinstellung von der Größenordnung bis zu 0.01 nm benötigt wird, macht ihn jedoch für Feinjustage und Driftkorrektur entbehrlich, wodurch eine präzise Stabilisierung und Steuerung der Wellenlänge überhaupt erst sinnvoll möglich geworden ist. Durch kleine Veränderungen der an den Piezokristall angelegten Spannung kann eine sehr feine Abstimmung des OPOs vorgenommen werden. Die Spannungsversorgung der Piezokristalle wurde von der Firma Müßig entwickelt und für die Steuerung durch einen Computer ausgelegt.

Für die Frequenzstabilisierung wurde ein Computerprogramm (C unter Linux) entwickelt, welches die jeweiligen Wellenlängen in Echtzeit aus dem Steuercomputer des LM007 ausliest und die Spannungen an den Piezokristallen entsprechend korrigiert. Die Wellenlänge wird dabei über eine einstellbare Anzahl von Schüssen gemittelt. Die Schrittweite der Steuerung beträgt kleinstenfalls 1/16 V und wirkt sich unterhalb der Nachweisgrenze auf die vom Wellenlängenmessgerät ermittelte Wellenlänge aus, so dass quasi eine stufenlose Abstimmung möglich ist. Die Datenübertragung des Steuercomputers an das Hochspannungsnetzteil erfolgt via i^2c -Bus und wurde so programmiert, dass beide OPOs im alternierenden Betrieb zugleich kontrolliert und abgestimmt werden können. Dadurch ließ sich das in Abb. 2.17 (oben) sichtbare Driftverhalten vollkommen unterdrücken (Abb. 2.17, unten). Außerdem erlaubt diese aktive Regelung einen wesentlich stabileren Einmodenbetrieb der OPOs. Für spektroskopische Untersuchungen, z.B der Absorptionslinien von Wasserdampf, wurde das Steuerprogramm später dahingehend erweitert, dass ein OPO einen "Wellenlängenscan" durchführen kann, und zwar so, dass bei einstellbarer Schrittweite des OPOs für jeweils eine bestimmte Anzahl von Schüssen konstant auf einer Wellenlänge steht und dann zur nächsten Wellenlänge übergegangen wird. Der simultane stabilisierte Betrieb beider OPOs konnte eindrucksvoll demonstriert werden und ist in Abb. 2.18 dargestellt. Es ist im Rahmen der Unsicherheiten von ca. ± 5 MHz keine Frequenzdrift erkennbar, was für einen empfindlichen Pulslaser dieser Art ein außerordentliches Resultat ist.

Elliptisches Strahlprofil des Pumpstrahls

Die größte Verbesserung des Einmodenbetriebs der OPOs lies sich durch eine von Grützmaker und Steiger [1998] empfohlene elliptische Verformung des Pumpstrahls mit Hilfe von zwei Zylinderlinsen erzielen. Die Linsen wurden so gewählt, dass das Pumpstrahlprofil eine Ellipse mit einem Achsen-

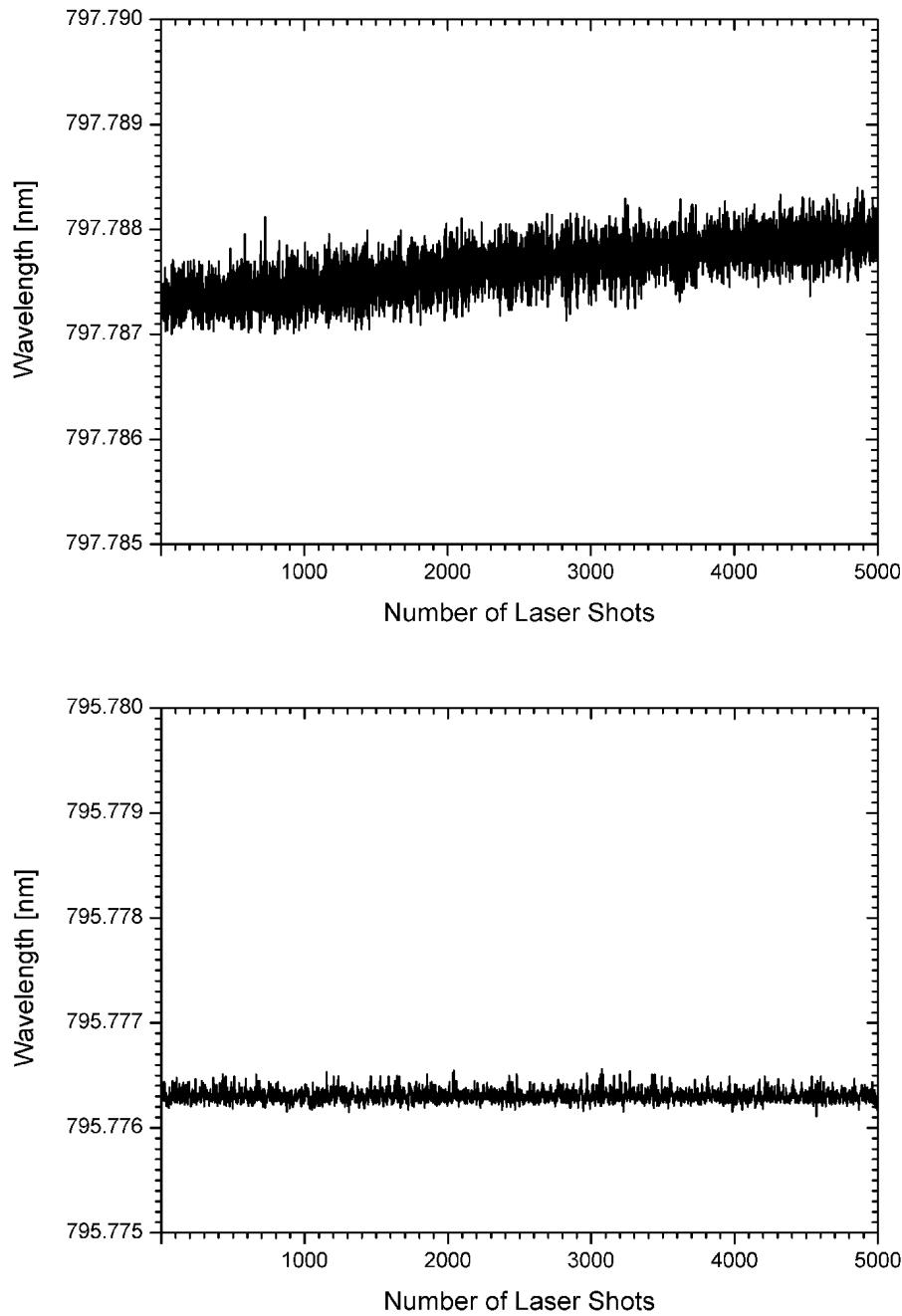


Abbildung 2.17: Verhalten von Stabilität und Frequenzrauschen der OPOs vor und nach dem Einsatz von Kristallheizung, elliptischem Pumpstrahl und Piezofeinkorrektur. Im Originalzustand (oben) prägte vor allem ein starkes Driftverhalten das instabile und stark rauschende System. Das kurzzeitige driftbereinigte Rauschen beträgt etwa ± 120 MHz. Nach den Verbesserungen (unten) zeigt sich ein ganz anderes Bild. Es bleibt nur ein deutlich reduziertes Frequenzrauschen (± 35 MHz) und es keine Drift mehr zu erkennen.

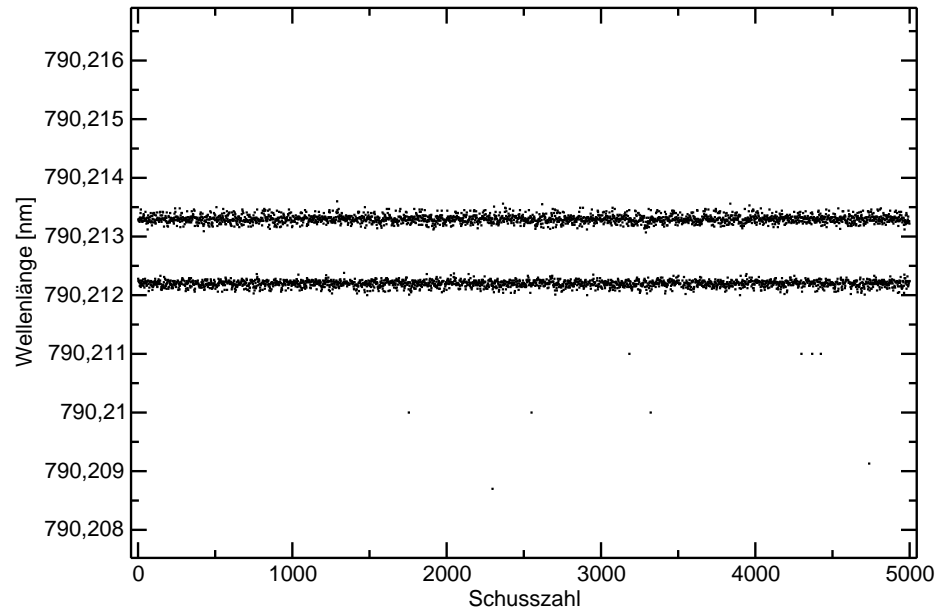


Abbildung 2.18: Die simultane Stabilisierung beider OPOs mit Hilfe der Piezokristalle auf im Mittel ± 5 MHz ist als großer Erfolg zu bewerten.

verhältnis horizontal zu vertikal von 2:1 darstellt. Durch die höhere Konzentration des Strahls auf die Hälfte der Fläche des KTP-Kristalls musste auch die Energie der Pumpaserpulse auf die Hälfte (von ca. 20 mJ auf ca. 10 mJ) reduziert werden, um einer Zerstörung der Kristalle vorzubeugen. Entsprechend halbiert sich allerdings auch die Anfangsschwelle für den optisch parametrischen Prozess auf ca. 8 mJ. Damit rückt der Einsatz diodengepumpter Nd:YAG-Laser als Pumpaser in greifbare Nähe.

Durch den elliptischen Pumpstrahl konnte ein deutlich stabilerer Einmodenbetrieb des OPOs erreicht werden. Die Schuss-zu-Schuss-Fluktuationen der Frequenz reduzierten sich etwa auf ein Drittel des ursprünglichen Wertes und liegen jetzt nur noch bei ca. ± 35 MHz, wie in Abb. 2.17 eindrucksvoll zu sehen ist. Durch die vertikale Komprimierung des Pumpstrahls wird der vertikale Bereich innerhalb des KTP-Kristalls, in dem eine optisch parametrische Verstärkung von Photonen möglich ist, auf die Hälfte reduziert. Das hat zur Folge, dass in Kleinwinkelnäherung Photonen nur in einem auf die Hälfte reduzierten Winkelbereich Verstärkung durch das Pumplicht erfahren und somit viel schmalbandiger selektiert werden. Für die maximale Verstärkung sind bei einer Pulslänge von 4 ns die vollen 10 Umläufe der optisch parametrisch erzeugten Photonen durch den etwa 10 cm langen Resonator nötig. Hierdurch entsteht auch eine ausreichende vertikale Selektivität des Littman-Resonators. Ebenso deutlich reduzieren sich die Amplitudenfluktuationen, was als Hinweis auf eine verbesserte Unterdrückung transversaler Moden gedeutet werden kann. Die ebenfalls erheblich reduzierte und mit dem konfokalen Etalon in der Nähe der theoretisch je nach Pulslänge möglichen 220 MHz bzw. 110 MHz (siehe unten) abgeschätzten Bandbreite kann auch der verbesserten vertikalen Selektivität zugeschrieben werden, die durch die Reduktion des Verstärkungsbereichs im KTP-Kristall und der damit stärkeren Unterdrückung anderer Moden erreicht wird.

Durch die elliptische Verzerrung im Achsenverhältnis 2:1 verdoppeln sich in Richtung der kürzeren Achse theoretisch die Richtungsfluktuationen des Pumpstrahls. Beim Betrieb der OPOs mit elliptischem Pumpstrahl zeigte sich aber, dass die Richtungsfluktuationen gegenüber dem Originalzustand mit $\pm 28 \mu\text{rad}$ deutlich reduziert sind und etwa den Richtungsfluktuationen des Pumpasers entsprachen. Erklärt werden kann dies mit der bereits oben beschriebenen vertikalen Einengung des Verstärkungsbereichs im KTP-Kristall und der damit verbesserten Richtungsselektivität. Die

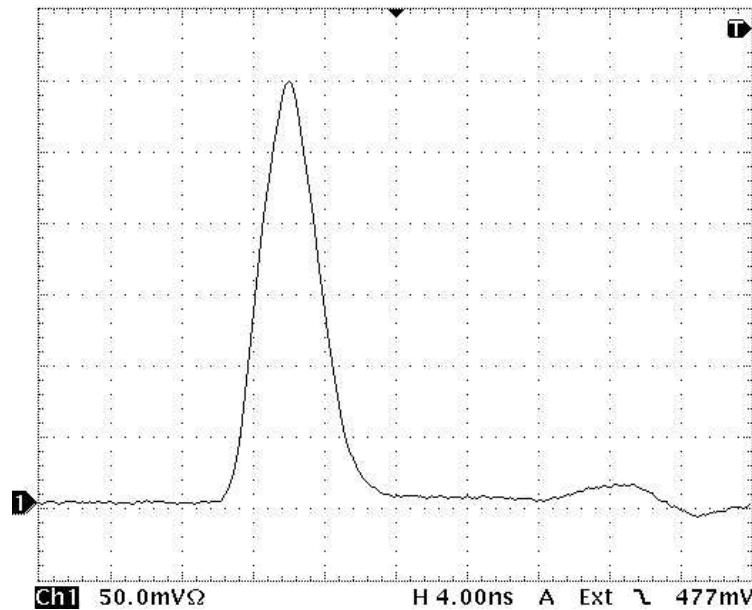


Abbildung 2.19: Puls des OPOs bei einer Pumppulslänge von ca. 13 ns in nahezu perfekter Gauß-Form. Die Pulslänge beträgt knapp 4 ns.

im Originalzustand beobachteten Richtungsfluktuationen entstanden somit vermutlich infolge des Anschwingens transversaler Moden, die jetzt viel besser unterdrückt werden.

2.4.5 Bandbreitenbestimmung am Fourier-Transform-Limit

Eine technisch durchaus komplizierte Angelegenheit ist die exakte Bestimmung der Einzelschuss-Bandbreite der OPOs. Ziel der Verbesserungsmaßnahmen an den OPOs war, die Bandbreite auf den theoretisch minimal möglichen Wert in der Nähe des sogenannten "Fourier-Transform-Limits" (FTL) zu reduzieren. Das FTL ist letztlich eine Folge der Heisenbergschen Unschärferelation und bringt hier die Energie-Zeit-Unschärfe zum Ausdruck. Für Gauß-förmige Pulse ergibt sich für die Bandbreite am FTL

$$\Delta f = \frac{0.4413}{\Delta t}, \quad (2.59)$$

wobei Δt die (zeitliche) Halbwertsbreite des Laserpuls ist [Siegmann, 1986]. Dass der OPO annähernd Gauß-förmige Pulse liefert, zeigt Abbildung 2.19.

2.4.5.1 Bandbreitenbestimmung mit dem Wellenlängenmessgerät LM007

Zunächst wurde versucht, das am feinsten auflösende Interferometer des Wellenlängenmessgeräts LM007 für die Bandbreitenmessungen zu verwenden. Allerdings weist dieses nach Herstellerangaben bereits eine Bandbreite von etwa 375 MHz auf, die vermutlich auch noch wellenlängenabhängig ist. Erste Messungen und der Vergleich mit dem Nd:YAG-Pumplaser zeigten, dass die Bandbreite der OPOs bzw. des Nd:YAG-Lasers klein gegenüber der Bandbreite des Interferometers ist. Mit Hilfe der vom Hersteller angegebenen Bandbreite des Nd:YAG-Pumplasers von etwa 90 MHz konnte die Bandbreite der OPOs auf einen Wert von 111 MHz abgeschätzt werden. Das FTL für die 4.0 ns langen OPO-Pulse beträgt 110 MHz. Daher ist der gemessene Wert trotz der Unsicherheiten hinsichtlich der Pumplaserbandbreite (die bei 532 nm etwas größer sein sollte) ein erstaunliches Resultat. Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 2.20 dargestellt.

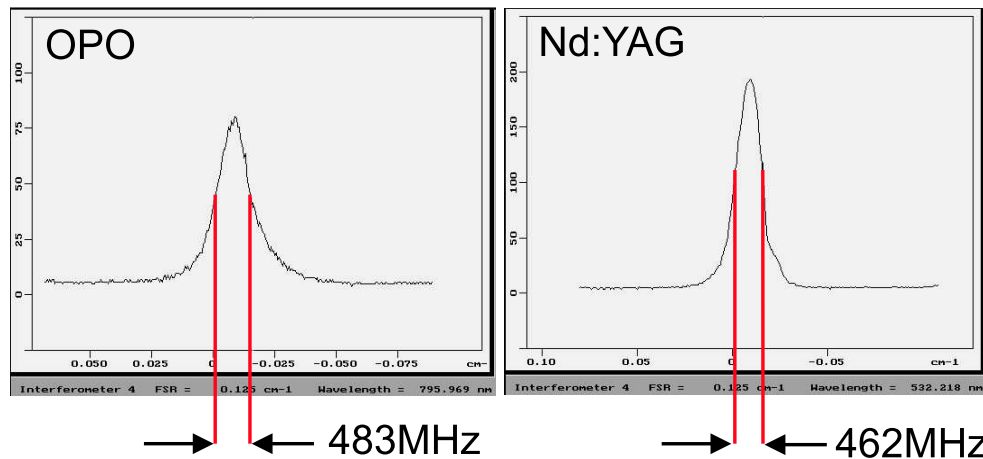


Abbildung 2.20: Die Interferenzlinienbreiten von Nd:YAG-Laser und OPO im bestauflösten Interferometer des Wellenlängenmessgeräts LM007 von ATOS. Die Bandbreite des Nd:YAG-Lasers beträgt nach Herstellerangaben etwa 90 MHz womit die Bandbreite des OPO auf etwa 111 MHz abgeschätzt werden kann.

2.4.5.2 Bandbreitenbestimmung mit einem konfokalen Etalon

Da die Auflösung des Wellenlängenmessgeräts LM007 mit seiner Bandbreite von nominell 375 MHz zu groß für die genaue Bestimmung der Bandbreite der schmalbandigen Laserpulse aus den OPOs ist, wurde ein konfokales Etalon mit einem freien Spektralbereich von 1.5 GHz und einer Finesse von 200 beschafft (*Coherent*). Die daraus resultierende Bandbreite beträgt nur 7.5 MHz. Die Spektralanalyse erfolgt bei diesem Etalon nicht durch die räumliche Abbildung des Interferenzmusters und Analyse desselben, sondern nur durch die Betrachtung des zentralen Maximums, bei **gleichzeitiger** und kontrollierter Abstandsänderung der Etalonspiegel. Der zeitliche Verlauf der Lichtintensität in der optischen Achse wird mit einer Photodiode hinter dem Etalon gemessen und zeigt äquidistante Maxima.

Das ursprünglich für die Spektralanalyse von kontinuierlicher Laserstrahlung vorgesehene Etalon ist als Analysewerkzeug für gepulste Laserstrahlung leider weniger geeignet. Dieses Verfahren liefert infolge der Schuss-zu-Schuss-Fluktuationen der OPO-Wellenlänge eine effektiv zu große Bandbreite.

Abbildung des Interferenzmusters auf einen CCD-Chip

Die Auswahl des Etalons erfolgte wegen dieses Problems so, dass es mit dem aufgeweiteten OPO-Strahl durchleuchtet werden kann, um somit das räumliche Interferenzmuster abzubilden. Dazu wurde mit einer entspiegelten Linse das Interferenzmuster auf einen CCD-Chip abgebildet, um eine quantitative Analyse am Rechner zu erleichtern. Anders als die Etalons im Wellenlängenmessgerät LM007 von ATOS, liefert das konfokale Etalon aber kein Interferenzmuster aus äquidistanten Linien oder Ringen. Auch wird das Muster der Interferenzringe von einem zentralen Maximum sowie anderen schwächeren Interferenzringen überlagert, vermutlich infolge der nicht ausreichenden Entspiegelung der Linse. Eine weitere Schwierigkeit bestand in der richtigen Fokussierung der Linse für die Abbildung auf den CCD-Chip. Trotz Verwendung einer asphärischen Linse lieferte die Fokussierung Unschärfen, die weit über der Bandbreite des Etalons liegen. Das Konzept, das Interferenzmuster einzelner Laserschüsse auf eine CCD-Kamera abzubilden und anschließend als "Standbild" zu analysieren, konnte daher leider nicht befriedigend umgesetzt werden. Ein Beispiel für eine derartige Messung zeigt Abb. 2.21. Ärgerlicherweise stellt das mit der CCD-Kamera gelieferte Auswertungs-Programm nur sehr eingeschränkte Möglichkeiten der Analyse zur Verfügung. So können nur entlang eines xy-Fadenkreuzes die Intensitätswerte numerisch ausgewertet werden.

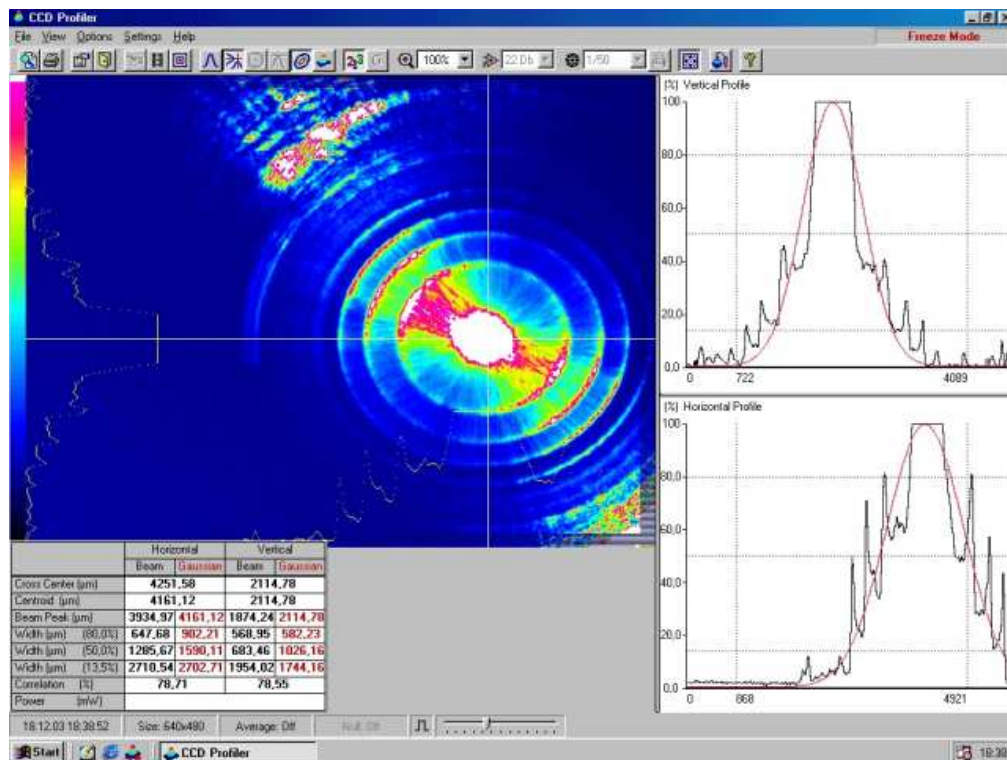


Abbildung 2.21: Das Interferenzbild des konfokalen Etalons bei Beleuchtung mit dem OPO. Für die Aufnahme wurde das Interferenzmuster mit einem 25 mm-Objektiv auf einen CCD-Chip abgebildet. Das Interferenzmuster aus konzentrischen Ringen wird vom zentralen Maximum einer anderen Interferenzordnung überlagert.

Streuschussverfahren

Bessere Ergebnisse brachte dann doch der Normalbetrieb des Etalons mit Lochblende und Abstimmung des Spiegelabstands. Es wurde ein Streuschussverfahren entwickelt, dass zwar statistische Unsicherheiten beinhaltet, die jedoch recht gut bekannt sind. Als Messgröße wird jetzt nur wieder die Intensität des zentralen Maximums mit einer Fotodiode gemessen. An den Piezokristall, der den Abstand der Etalonflächen bestimmt, wird eine periodische Sägezahn-Hochspannungsrampe angelegt, die vollkommen asynchron zur Wiederholrate des Lasers ist. Die Rampe wird zugleich in den x-Kanal eines im xy-Betrieb befindlichen Digitaloszilloskops (Tektronix, Modell TDS 3052B, 500 MHz Bandbreite) gespeist. Der y-Kanal des Oszilloskops wurde an die Fotodiode angeschlossen und das Oszilloskop auf unendliche Nachleuchtdauer geschaltet. So konnte bei stabilisiertem OPO-Betrieb ein Interferenzbild mit äquidistanten Linien in Form zufällig über die Hochspannungsrampe verteilter Schüsse aufgenommen werden. Es genügten einige tausend Schüsse, um ein aussagekräftiges Bild zu gewinnen. Die Einhüllenden der durch Zufallsschüsse gezeichneten Interferenzlinien sollten die ungünstigste (im Sinne der kleinstmöglichen zu erreichenden Bandbreite) Abschätzung liefern. Die in Abb. 2.22 und Abb. 2.23 dargestellten Einhüllenden lassen einige vorhandene "Ausreißer" unberücksichtigt, so dass die Einhüllende wenigstens grob Gauß-förmig ist. Das mag zunächst etwas willkürlich erscheinen, ist aber berechtigt und verfälscht das Ergebnis nicht, wie im Folgenden dargestellt wird.

Die Betriebsart "unendliche Nachleuchtdauer" des Digitaloszilloskops verhält sich nicht so, wie man es von einem konventionellen Analog-Oszilloskop erwarten würde. In der xy-Betriebsart mit "unendlicher Nachleuchtdauer" gibt es nur die Darstellung diskreter Pixel ohne Linienvervollständigung. Für die steilflankigen Laserpulse des Signals aus der Fotodiode reicht die Zeitauflösung

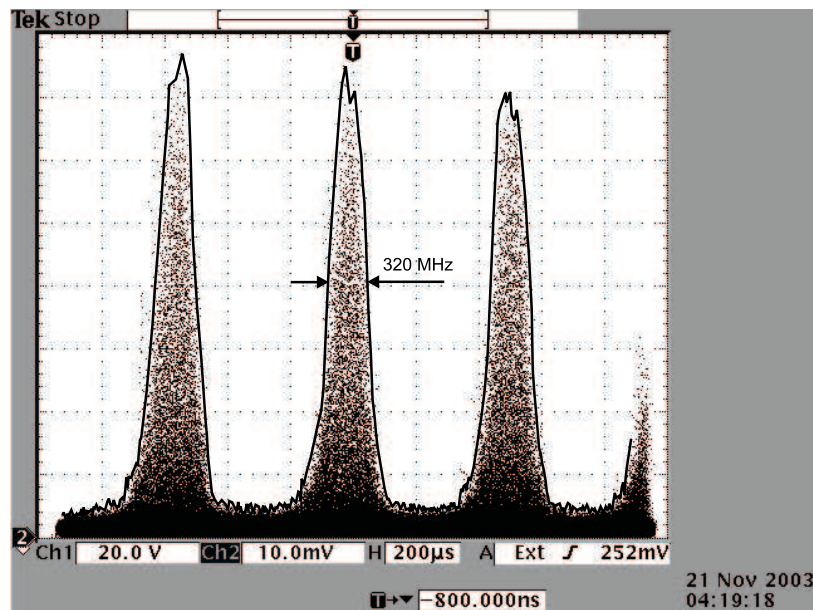


Abbildung 2.22: Das Interferenzbild des konfokalen Etalons im Streuschussverfahren, bei Beleuchtung mit dem OPO bei einer Pulslänge von 2ns. Der freie Spektralbereich beträgt 1.5GHz und die Linienbreite somit etwa 320 MHz. Abzüglich des OPO-Frequenzfluktuationen von grob ± 35 MHz ergibt sich eine Bandbreite von ca. 250 MHz, was dem FTL von 220 MHz für diese Pulslänge recht nahe kommt.

des Digitaloszilloskops in diesem Modus nicht aus und es kommt daher zu einer sehr "ausgedünnten" Darstellung der einzelnen Laserpulse, die kaum eine Aussage über die Pulshöhe zulässt. Nur die Summe vieler Schüsse erlaubt, ein statistisches Bild zu zeichnen. Die Punktdichte spiegelt die Häufigkeit des Auftretens einer bestimmten Signalstärke der Fotodiode zu einer bestimmten Etalon-Steuerspannung wider. Nur die Maximalwerte, welche die Einhüllende (durchgezogene Linien in Abb. 2.22 und 2.23) des Interferenzmusters bilden, stehen in klarem Bezug zueinander.

Da Gauß-förmige Laserpulse Gauß-förmige Interferenzlinienprofile zur Folge haben, können grobe Ausreißer von der Gauß-Form der Punkteverteilung nur darin begründet liegen, dass einzelne Laserpulse nicht Gauß-förmig oder sehr viel heller als im Mittel waren. Ziel der Messung war es, die Bandbreite des "normalen" Einzelschuss abzuschätzen, was rechtfertigt, dass Ausreißer hier nicht berücksichtigt werden müssen (siehe Abb. 2.22 und 2.23). Die leichte Asymmetrie der Interferenzlinie im Fußbereich ist vermutlich ein elektronisches Artefakt.

Gleichzeitig wurden mit dem LM007 die Frequenzfluktuationen des OPOs aufgezeichnet und für 5000 Schüsse zu ± 35 MHz bestimmt. Von der Linienbreite der Streuschussinterferogramme kann dann der Anteil des Frequenzrauschens wieder abgezogen werden. Mit diesem Verfahren konnte die Einzelschuss-Bandbreite tatsächlich auf den durch das Fourier-Transform-Limit theoretisch möglichen Wert abgeschätzt werden. Zur Abschätzung der Konsistenz des Verfahrens wurde die gleiche Messung mit doppelter Pulslänge durchgeführt. Es konnte so gezeigt werden, dass sich bei Verdoppelung der Pulslänge von 2 ns auf 4 ns die Bandbreite etwa halbiert. Die Streuschuss-Interferogramme sind in 2.22 und 2.23 dargestellt. Für eine verbesserte Bandbreitenmessung ist die Entwicklung eines Programms geplant, das die Wellenlänge mit dem LM007 während der Abstimmung mit dem Etalon exakt aufzeichnet. Hierdurch verringert sich die Frequenzunsicherheit auf wenige MHz.

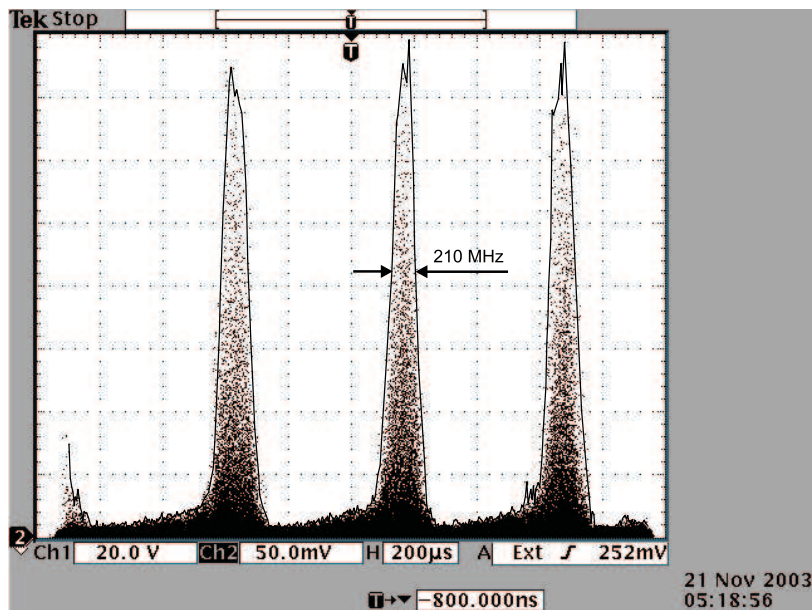


Abbildung 2.23: Das Interferenzbild des konfokalen Etalons im Streuschussverfahren, bei Beleuchtung mit dem OPO bei einer Pulslänge von 4 ns. Der freie Spektralbereich beträgt 1.5 GHz und die Linienbreite somit etwa 210 MHz. Abzüglich der OPO-Frequenzfluktuationen von ± 35 MHz ergibt sich eine Bandbreite von ca. 140 MHz, was dem FTL von 110 MHz für diese Pulslänge recht nahe kommt. Die leichte Asymmetrie im Fußbereich der Interferenzlinien ist vermutlich ein elektronisches Artefakt.

2.4.6 Titan:Saphir-Laserverstärker (TiSA)

2.4.6.1 Konzept

Der Titan:Saphir-Verstärker besteht aus einem 150 mm langen und 10 mm dicken Titan-Saphir-Stab, der mit 4 Blitzlampen gepumpt wird. Das Konzept des Laserverstärkers sieht vor, die Laserpulse aus den OPOs in einem ringförmigen Resonator umlaufen zu lassen und bei jedem Umlauf mit dem Titan:Saphir-Verstärker zu verstärken, solange bis die gewünschte Pulsenergie erreicht ist bzw. die im Laserstab gespeicherte Energie ausgeschöpft ist. Zuletzt werden die Laserpulse wieder aus dem Ring ausgekoppelt und stehen für das LIDAR zur Verfügung. Der hierfür entwickelte Aufbau ist in Abb. 2.9 zu sehen. Dieses Konzept hat den Vorteil, dass sich der umlaufende Laserpuls in nacheinander folgenden Umläufen sich selbst nicht räumlich überlappt, da der Puls nur eine Länge von ca. 1.5 m aufweist, wohingegen der Ringresonator eine Länge von 4.8 m hat. Somit können sich keine Interferenzen und stehende Wellen aufbauen, die zu gefährlichen lokalen Intensitätsüberhöhungen und zum sogenannten "spatial hole burning" führen könnten. Darunter versteht man das räumlich inhomogene Abräumen des Lasermediums durch die Bäuche und Knoten stehender Wellen, was speziell im Einmodenbetrieb zu einer erheblichen Beeinträchtigung der Verstärkung führen kann. Um das "spatial hole burning" zu verhindern, wird seit den 1970er Jahren der Einsatz von Ringresonatoren diskutiert [Siegmann, 1986, S. 532] und auch Yu u. a. [1996] empfehlen die Verwendung eines Ringresonators. Nachteil dieser Anordnung ist allerdings der sehr lange Strahlweg von etwa 50 m bei 10 Umläufen, der extreme Anforderungen an die optische Justage und an die Strahlqualität stellt. Die regenerative Verstärkung kurzer schmalbandiger Laserpulse in einem Titan:Saphir-Verstärker mit Ringresonator wurde von Kung [1993] bereits eindrucksvoll demonstriert. Wegen der Verwendung eines lasergepumpten ($W_P \leq 350$ mJ) Titan:Saphir-Kristalls war die Pulsenergie jedoch auf 40 mJ beschränkt.

2.4.6.2 Herstellerangaben und Anforderungen

Module

Der Titan:Saphir-Verstärker besteht im wesentlichen aus vier Geräteeinheiten:

- Die Pumpkammer mit Blitzlampen, Reflektor und Titan:Saphir-Kristall ist an den großen Hochspannungsteil angeflanscht und bildet mit diesem eine mechanische Einheit. Das gesamte Modul ist somit sehr sperrig (Breite x Länge x Höhe = 1.2 m x 0.6 m x 0.3 m) und sehr schwer (ca. 200 kg) und damit nach der Aufstellung praktisch unbeweglich. Leider verfügt es über keinerlei optische Justagemöglichkeiten, so dass sämtliche Optiken außerhalb des Gerätes platziert, angepasst und justiert werden müssen. Die Blitzlampen werden mit deionisiertem Wasser (DI-Wasser) über einen externen Kreislauf gekühlt. Der Hochspannungsteil enthält die Kondensatorbank und die Thyatron-Zündung für die Blitzlampen. Die Hochspannungskomponenten (Thyatron, Ladewiderstände, usw...) werden mit Öl aus dem Kühlkreislauf des Hochspannungs-Netzgeräts gekühlt. Die Thyatronsteuerung wird über eine Glasfaser optisch getriggert, um eine absolute elektrische Trennung zu externen Geräten zu gewährleisten. Weil der Titan:Saphir-Verstärker als Unikat und Prototyp universell einsetzbar sein sollte, besteht der gelieferte optische Teil nur aus der Blitzlampenpumpkammer mit dem darin befindlichen Titan:Saphir-Kristall ohne jede weitere Optik.
- Das Hochspannungsnetzteil erzeugt die erforderliche Hochspannung von bis zu 30 kV mit Hilfe eines Exzimer-Laser-Hochspannungsladers von Lambda-Physik. Dieser ist erforderlich, um Pulse von ausreichend kurzer Dauer (siehe Kap. 2.4.1.2) für das Blitzlampenpumpen von Titan:Saphir zu generieren. Dabei wurde der interne Kreislauf des Ölkühlers aufgebrochen und dient gleichzeitig als Kühlkreislauf für den Hochspannungsteil und ist mit diesem über zwei Schläuche verbunden. Der Ölkreislauf selbst wird extern durch einen Wasserkreislauf gekühlt. Das Hochspannungsnetzteil enthält darüber hinaus sämtliche Sicherheitsschaltkreise und Bedienungselemente für den Titan:Saphir-Verstärker.
- Ein Zusätzliches Handbedienteil (Panel) für die Einstellung von Hochspannung, Wiederholrate und externe Synchronisation ist nur über Glasfaserleitungen an das Hochspannungsnetzteil angebunden und somit elektrisch vollkommen von diesem abgetrennt. Durch die Länge der Glasfasern lässt sich auch räumlich ein ausreichend großer Abstand zum Hochspannungsnetzteil herstellen um eventuelle Hochfrequenz-Einstreuungen insbesondere in die Triggerlogik (siehe Abb. 2.13) der Lasersteuerung zu vermeiden.
- Für die Kühlung der Blitzlampen und des Titan:Saphir-Kristalls wurde ein externes Kühlgerät für deionisiertes Wasser (DI-Wasser) geliefert. Der DI-Wasserkreislauf ist mit Schläuchen an die Pumpkammer des Titan:Saphir-Verstärkers angeschlossen. Da das DI-Wasser-Kühlgerät nicht über einen eigenen Kompressor verfügt, ist es an einen externen Kühlwasserkreislauf angeschlossen und verfügt über einen Gegenstromwärmetauscher. Zusätzlich sind Instrumente zur Überwachung von Temperatur, Leitwert und Durchflussvolumen integriert. Steuerung wie Rückmeldung an die Sicherheitskreise erfolgen über eine Glasfaserverbindung mit dem Hochspannungsnetzteil.

Technische Daten (Herstellerangaben)

Hersteller, Typ:	TU Berlin (Prototyp), von Fa. ELIGHT überarbeitet Blitzlampengepumpter Titan:Saphir-Stab Länge 150 mm, Durchmesser 10 mm
Blitzlampen-HV	17 kV bis 30 kV
max. Pumpenergie	230 J
max. Repetitionsrate:	100 Hz
max. gespeicherte Energie:	1.1 J (Angabe bei Auslieferung)
Wellenlänge:	700 nm – 950 nm
Verstärkungsfaktor:	4 (Einzeldurchlauf)

Anforderungen

- Homogenes Strahlprofil zur Vermeidung von Schäden an optischen Komponenten durch sog. "hot spots".
- Ausgangspulsenergie ≥ 0.5 J.
- Unterdrückung von spontaner Emission (ASE).
- Kurze Aufwärmzeit für schnelles Anfahren von Messungen.

Obwohl der Titan:Saphir-Verstärker Ladespannungen der Blitzlampen bis zu 30 kV entsprechend 230 J Pumpenergie zulässt, wurden die meisten Versuche mit nur mit einer Ladespannung von 25 kV entsprechend einer Pumpenergie von 160 J durchgeführt. Dies hatte zu Beginn der Arbeiten zunächst den Grund, dass mangels eines ausreichenden antiastigmatischen Ausgleichs der thermischen Linse auf Höchstleistungsexperimente verzichtet wurde. Als später, nach dem Umzug des Labors in das Schneefernerhaus auf der Zugspitze, die notwendigen Ausgleichsoptiken eingesetzt wurden, stellte sich heraus, dass aufgrund des niedrigeren Luftdrucks in 2750 m Höhe die Durchschlagsfestigkeit der Luft bereits so weit herabgesetzt ist, dass trotz großen Aufwands zunächst nur Ladespannungen von 25 kV realisiert werden konnten. Diese Problematik ist in Kapitel 2.4.6.9 näher beschrieben.

2.4.6.3 Gemessene Grundeigenschaften des Titan:Saphir-Verstärkers**Kleinsignalverstärkung**

Die einfache Verstärkung im blitzlampengepumpten Titan:Saphir-Verstärker brachte erstaunliche gute Ergebnisse (siehe Abb. 2.24). Bei einer Pumpenergie von 230 J (entspr. 30 kV Ladespannung) wurde ein horizontal polarisierter Einmoden-Laserpuls (SLMP) mit Anfangsenergie von ca. 0.2 mJ bei einem Durchlauf etwa um den Faktor 8 verstärkt, weit besser, als es die Angaben von [Hoffstädt, 1995] (ca. Faktor 5.5) für den Titan:Saphir-Verstärker erwarten ließen. Bei einer Pumpenergie von 160 J (entsprechend 25 kV Ladespannung) konnte immerhin noch ein Verstärkungsfaktor von 5.75 erzielt werden.

Die Verstärkung im Titan:Saphir-Verstärker ist stark polarisationsabhängig. So konnte für einen vertikal polarisierten Einmodenlaserpuls nur ein Verstärkungsfaktor von etwa 2 gemessen werden. Ebenfalls wurde die Abhängigkeit der Verstärkung in Bezug auf den Zündzeitpunkt der Blitzlampen und die Ladespannung der Blitzlampen untersucht (siehe Abb. 2.24). Die maximale Verstärkung ließ sich erzielen, wenn die Laserpulse ca. $3.5 \mu\text{s}$ nach dem Zünden der Blitzlampen in den Titan:Saphir-Verstärker eingekoppelt wurden. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung des zeitlichen Verlaufs des Verstärkungsfaktors mit dem von [Hoffstädt, 1995] beschriebenen zeitlichen Verlauf der Lichtemission aus den Blitzlampen (siehe Abb. 2.25). Ebenso folgt die Stärke des ASE im wesentlichen diesem zeitlichen Verlauf (siehe Abb. 2.26).

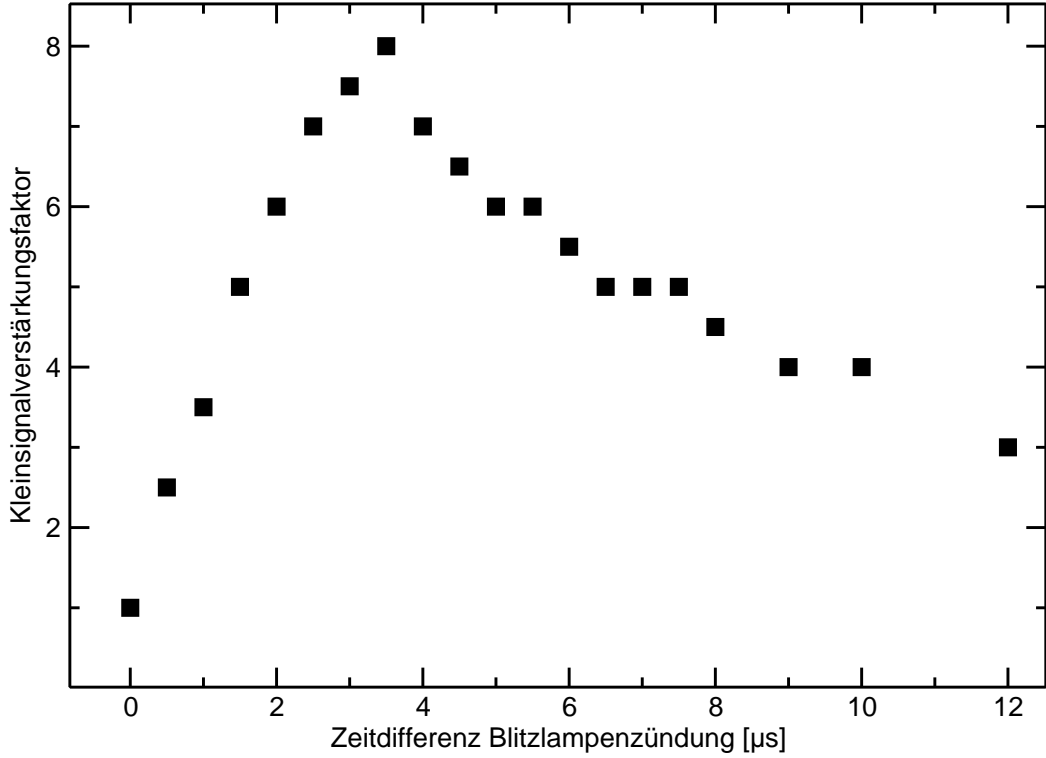


Abbildung 2.24: Abhängigkeit des Kleinsignalverstärkungsfaktors im Titan:Saphir-Verstärker von der Zeitdifferenz zwischen Blitzlampenzündung und Eintreffen des zu verstärkenden Laserpuls bei einer Blitzlampenladespannung von 30 kV. Der Verlauf der Verstärkung deckt sich sehr gut mit dem von Hoffstädt [1995] beschriebenen zeitlichen Verlauf Lichtemission aus den Blitzlampen

Die Ursache für die gegenüber den Messungen von Hoffstädt erhöhten Werte könnte zumindest teilweise am vollkommen unterschiedlichen Messverfahren¹⁰ liegen. Der Hauptgrund für die unterschiedlichen Ergebnisse dürfte aber der Einsatz eines anderen Reflektortyps¹¹ in der Blitzlampen-Pumpkammer sowie anderer Blitzlampen sein. So erwartete Hoffstädt [1995] durch die veränderten Komponenten bereits einen Kleinsignalverstärkungsfaktor von 7.6 bei einer Pumpenergie von 235 J, was dem jetzt ermittelten Wert recht nahe kommt.

Bei den hier gemessenen Werten für die Verstärkungsfaktoren handelt es sich stets um effektive Werte, die schon die kristallinen Energieverluste beinhalten. Für die Berechnung der tatsächlich im Kristall gespeicherten Energie müssen jedoch verlustbereinigte Verstärkungsfaktoren herangezogen werden. Hoffstädt [1995] schätzte die kristallinen Verluste für Wellenlängen um 800 nm auf etwa 10%, so dass sich als Verlustfaktor $\eta_v = 0.9$ ergibt.

Die Kleinsignalverstärkung g (gain) ist im Prinzip von der im Titan:Saphir-Kristall gespeicherten Energie E_s abhängig.

$$g = \frac{E_s}{lr^2\pi} \cdot \frac{\sigma\lambda}{hc} \quad (2.60)$$

mit

¹⁰Hoffstädt [1995] verwendete einen cw-Laser und eine Ulbricht-Kugel mit einer schnellen Fotodiode als Detektor. In der vorliegenden Arbeit kam ein Energie-Messgerät zum Einsatz.

¹¹Hoffstädt verwendete in seinem Versuchsaufbau einen zylindrischen Reflektor. In der von *ELIGHT* überarbeiteten Version des Titan:Saphir-Verstärkers kam ein Reflektor mit "Kleeblatt-Geometrie" zum Einsatz, von dem eine deutlich erhöhte Effizienz erwartet wurde.

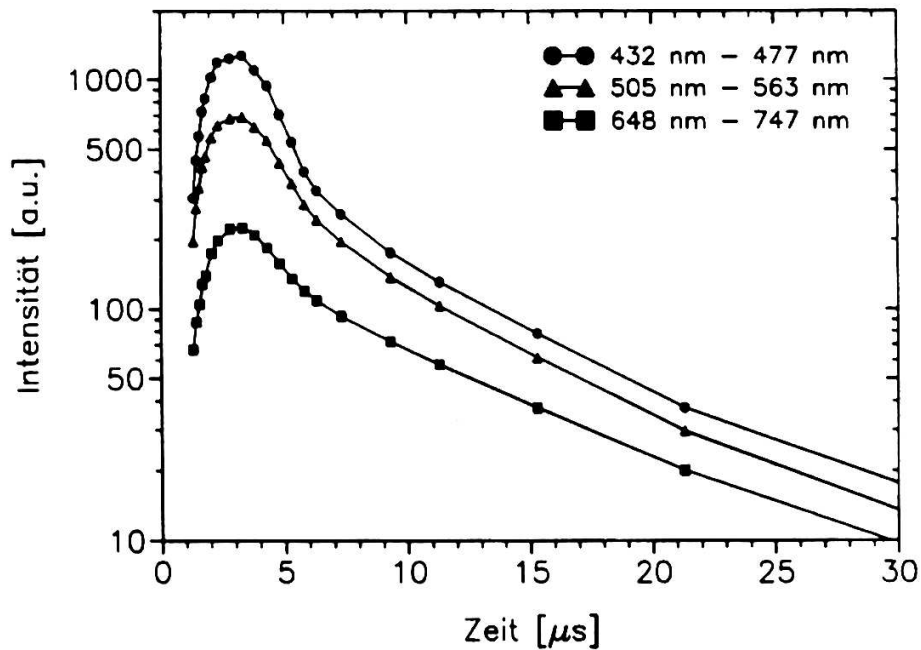


Abbildung 2.25: Der zeitliche Verlauf der Lichtemission aus den Blitzlampen des Titan:Saphir-Verstärkers (Bild aus [Hoffstädt, 1995]).

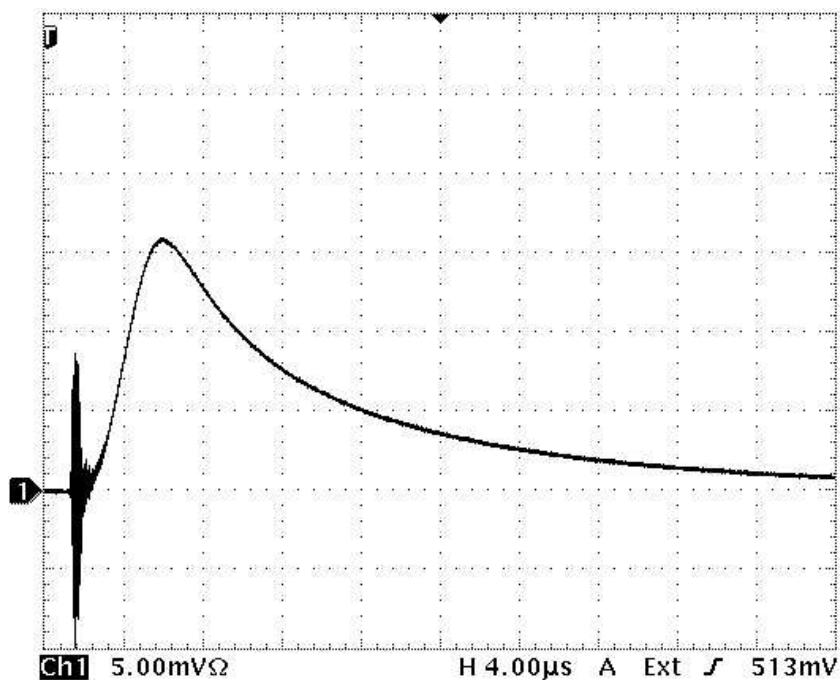


Abbildung 2.26: Der zeitliche Verlauf der spontan verstärkten Lichtemission (ASE) aus dem Titan:Saphir-Verstärker. Der hochfrequente Puls am linken Bildrand markiert den Zündzeitpunkt der Blitzlampen. Der zeitliche Verlauf des ASE deckt sich erwartungsgemäß gut mit dem der Lichtemission aus den Blitzlampen (siehe Abb. 2.25).

- l Länge des Kristalls
- r Radius des Kristalls
- σ Emissionswirkungsquerschnitt von Ti:Saphir, $\sigma = 3.2 \cdot 10^{-23} \text{cm}^2$
- λ Laserwellenlänge
- c Vakuumlichtgeschwindigkeit

Der Kleinsignalverstärkungsfaktor G errechnet sich zu

$$G = \eta_v \cdot e^{lg} \quad (2.61)$$

Entsprechend ergibt sich für die gespeicherte Energie:

$$E_s = \ln\left(\frac{G}{\eta_v}\right) \cdot r^2 \pi \cdot \frac{hc}{\sigma \lambda} \quad (2.62)$$

Bei einem mit einer Pumpenergie von 230 J maximal erzielten Kleinsignalverstärkungsfaktor von $G = 8$ ergibt sich damit eine maximale gespeicherte Energie von ca. 1.33 J, was über dem von Hoffstädt [1995] angegebenen Wert von 1.1 J liegt, der dieses Ergebnis mit der geringfügig höheren Pumpenergie von 235 J, allerdings einem anderen Reflektor in der Pumpkammer und anderen Blitzlampen erzielte. Der maximale Anteil der extrahierbaren Energie liegt nach den Angaben von Hoffstädt bei etwa 60%, so dass bei einer Pumpenergie von 230 J theoretisch 0.8 J extrahierbar wären. Allerdings sind hier noch nicht die resonatorinternen Verluste (siehe Kapitel 2.4.6.8) berücksichtigt, die etwa mit weiteren 10% zu Buche schlagen, womit die tatsächlich extrahierbare Energie höchstens bei 0.72 J liegen dürfte.

Aus optischen und hochspannungstechnischen Gründen (siehe Kapitel 2.4.6.5 bzw. 2.4.6.9) wurden sämtliche weiteren Verstärkungsexperimente nur mit Ladespannungen bis maximal 26 kV und entsprechend einer Pumpenergie von 173 J durchgeführt.

Die maximale gespeicherte Energie nimmt in der speziellen Konfiguration dieses Titan:Saphir-Verstärkers deutlich unterproportional mit der Pumpenergie durch die Blitzlampen zu, weshalb für eine Erhöhung der Pumpenergie von 160 J auf den maximal möglichen Wert von 230 J kein entsprechend proportionaler Anstieg der extrahierbaren Energie zu erwarten ist. Der unterproportionale Anstieg der Kleinsignalverstärkung mit der steigender Pumpenergie ist in Abb. 2.27 dargestellt und entspricht qualitativ den Angaben von [Hoffstädt, 1995]. Dieses Verhalten wird durch eine mit der Erhöhung der Ladespannung verbundene Verschiebung der Blitzlampenemission zu kürzeren Wellenlängen hin erklärt. Als Ursache ist die mit der Verkürzung der Entladung verbundene Erhöhung des Stromflusses anzusehen. Hier ist der Effekt jedoch nicht so stark, wie von [Hoffstädt, 1995] beschrieben. Vermutlich ist dies darauf zurückzuführen, dass der Hochspannungsteil wegen der weiter unten (Kapitel 2.4.6.9) beschriebenen Hochspannungssproblematik umgebaut und großteils neu konfiguriert werden musste. Dabei änderten sich Induktivitäten und auch Kapazitäten, was allerdings wegen der Komplexität des Aufbaus nicht näher quantifiziert werden kann. Es ist jedoch davon auszugehen, dass sich die Gesamtkapazität der Ladekondensatoren um bis zu 10% vergrößert hat. Eine Folge davon ist sicherlich ein geänderter Zeit-Strom-Verlauf bei der Blitzlampenzündung. Wegen der exponentiellen Abhängigkeit des Kleinsignalverstärkungsfaktors von der Kleinsignalverstärkung, nimmt der Kleinsignalverstärkungsfaktor etwa linear mit der Pumpenergie zu (siehe Abb. 2.28).

Spontane Emission (ASE)

Die spontane Emission erreicht ihr Maximum erst ca. 4 μs nach dem Zünden der Blitzlampen und beträgt bei einer Ladespannung von 25 kV weniger als 0.2 mJ und dürfte somit keinen störenden Beitrag für die LIDAR-Messungen liefern. Abgesehen davon ist die spontane Emission ungerichtet und stark divergent. Gemessen wurde die spontane Emission direkt hinter einer Justierblende mit 10 mm Durchmesser, die sich in ca. 20 cm Abstand vom Ende des Titan:Saphir-Kristalls befand. Damit würde die ASE bei der geplanten Pulsenergie von 0.5 J schon in diesem geringen Abstand nicht mehr der Forderung nach einer spektralen Reinheit von mindestens 99.9% im Wege stehen. Die

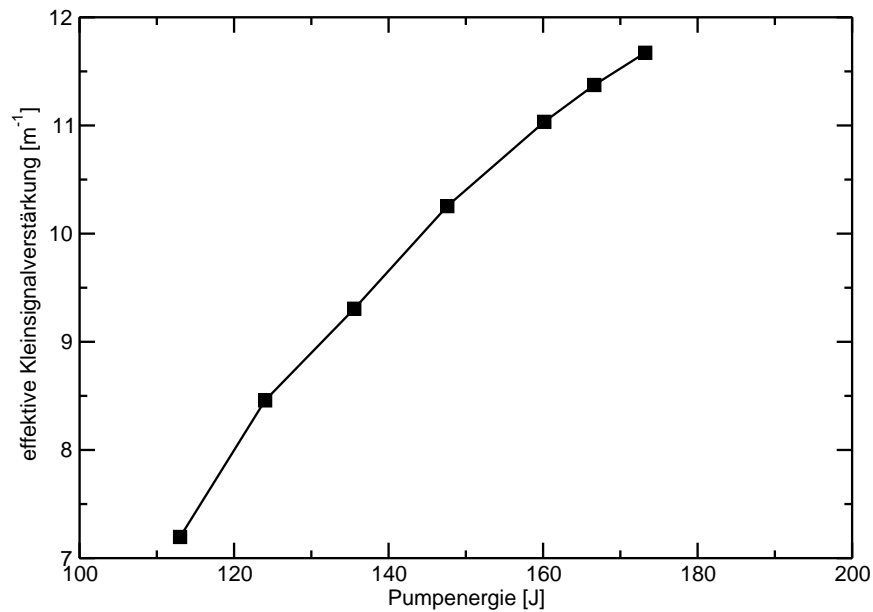


Abbildung 2.27: Die effektive Kleinsignalverstärkung g (gain) steigt nur unterproportional mit der Pumpenergie für die Blitzlampen an. Das gemessene Verhalten entspricht qualitativ dem von [Hoffstädt, 1995] beschriebenen Abknicken der Laserkennlinie, welches durch die Verschiebung der Blitzlampenemission zu kürzeren Wellenlängen bei größerer Ladespannung erklärt wird.

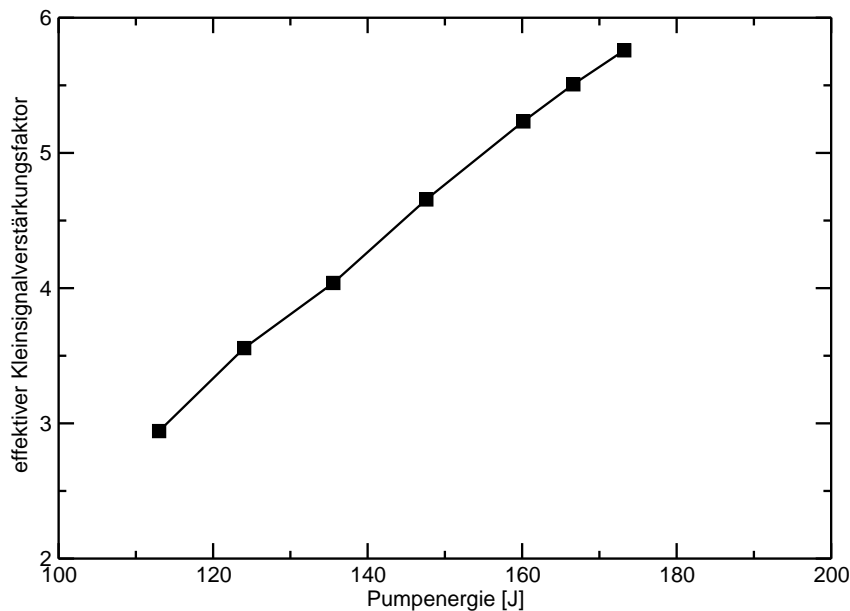


Abbildung 2.28: Der effektive Kleinsignalverstärkungsfaktor steigt etwa linear mit der Pumpenergie an. Für die Berechnung des Verstärkungsfaktors wurden jeweils 4 effektive Durchläufe angenommen sowie ein Wert von 5.75 bei einer Ladespannung von 26 kV. Das gemessene Verhalten entspricht qualitativ etwa dem von Hoffstädt [1995] beschriebenen.

starke Divergenz führt dazu, dass nach 4.8 m Lichtweg im Ring, also vor der nächsten Verstärkung im Laserkristall, nur ca. $1\text{ }\mu\text{J}$ bis $2\text{ }\mu\text{J}$ übrig bleiben. Da infolge der kurzzeitigen Selektion durch die Pockelszelle keine signifikante Verstärkung dieses über einen vergleichsweise großen Zeitraum verteilten Lichts zu erwarten ist, ist der ASE-Anteil am ausgekoppelten Licht vernachlässigbar.

Richtungsstabilität und Divergenz

Die Richtungsstabilität und Divergenz des Titan:Saphir-Verstärker wurden bestimmt, indem auf eine ca. 30 m entfernte Mauer auf der anderen Seite des Innenhofes des Instituts geschossen wurde. Dabei ergab sich eine Divergenz von ca. 0.35 mrad, die in erster Linie auf die thermische Linse des Titan:Saphir-Verstärker zurückzuführen sein dürfte und eine Richtungsstabilität von ca. 0.2 mrad, die aber in erster Linie Richtungsinstabilität des OPOs widerspiegeln dürfte. Der Aufbau des Ringresonators mit einer verbesserten Korrektur der thermischen Linse, liefert mutmaßlich kleinere Werte für die Divergenz, jedoch konnte dies am Aufstellungsort im Schneefernerhaus nicht mehr überprüft werden, da hier die örtlichen Gegebenheiten keinen ausreichend großen Lichtweg erlaubten.

Thermische Linse

Die thermische Linse des Titan:Saphir-Verstärkers wurde bei einer Repetitionsrate von 20 Hz und Ladespannungen von 25 kV und 30 kV, entsprechend 3.2 kW bzw. 4.6 kW Pumpleistung, horizontal und vertikal zu einer Brennweite von grob 2.6 m bzw. 3.4 m bestimmt. Dieses Ergebnis weicht etwas von den Angaben von Hoffstädt [1995, S. 151] ab, was auf die neue Reflektor- und Blitzlampenkonfiguration in dem von *ELIGHT* überarbeiteten System zurückzuführen sein dürfte. Bei 25 kV Ladespannung war nur ein mäßiger, bei 30 kV jedoch bereits ein deutlicher Astigmatismus sichtbar. Die antiastigmatische Korrektur der thermischen Linse stellte sich als unerwartet aufwendig heraus, und hat die Entwicklung des Systems erheblich verzögert. Dies wird in Kapitel 2.4.6.5 näher beschrieben. Die thermische Linse ist auf einen Temperaturgradienten im Titan:Saphir-Kristall zurückzuführen. Dieser entsteht, abhängig von der Pumpleistung, durch die volumenartige Energieabsorption im Kristall und die nur über die Oberfläche erfolgende Kühlung durch das DI-Wasser. Je nach Polarisierung und Ablenkrichtung steigt die Brechkraft der thermischen Linse mit Werten zwischen $0.08\text{ m}^{-1}\text{ kW}^{-1}$ und $0.12\text{ m}^{-1}\text{ kW}^{-1}$ etwa proportional mit der Pumpleistung. Folglich muss für verschiedene Pumpleistungen jegliche Korrekturoptik für die thermische Linse jeweils neu angepasst werden. Wegen des Aufwands bei der Kompensation wird im Messalltag stets mit der gleichen Pumpleistung gearbeitet.

2.4.6.4 Ringresonator

Erste Versuche mit regenerativer Verstärkung

Der Ringresonator wurde zunächst als einfaches Rechteck mit einem Umfang von 4.8 m und totalreflektierenden Prismen in den Ecken entworfen. Der Titan:Saphir-Verstärker selbst wurde dabei so aufgestellt, dass sich der Titan:Saphir-Kristall in der Mitte einer Seite des Rechtecks befindet und der komplette Aufbau der Pumpkammer mit Hochspannungsteil innerhalb des Rechtecks auf dem Laser-Tisch platziert ist. Erste Verstärkungsversuche bestätigten, dass die Wirkung der thermischen Linse durch eine zusätzliche Optik kompensiert werden muss. Um das Volumen des Titan:Saphir-Kristalls (Durchmesser 10 mm) möglichst voll ausnutzen zu können, aber um gleichzeitig Schäden an optischen Komponenten zu vermeiden, sollten die umlaufenden Laserpulse stets einen Durchmesser von ca. 9 mm aufweisen.

Zur Kompensation der thermischen Linse wurde zunächst ein Aufweiteteleskop aus einer Konkavlinse und einer Konvexlinse unmittelbar hinter dem Titan:Saphir-Verstärker im Verstärkerring platziert und der OPO-Strahl vor dem Einkoppeln vorerst auf 7 mm aufgeweitet. Damit ließen sich Ausgangsenergien bis 110 mJ erzielen. Diese Anordnung aus relativ kurzbrennweitigen Linsen ($f_1 = -204\text{ mm}$ und $f_2 = 255\text{ mm}$) und der thermischen Linse des Titan:Saphir-Verstärkers erlaubten keine ausreichende Kollimierung des Strahls. Es kam zu einem sehr inhomogenen und

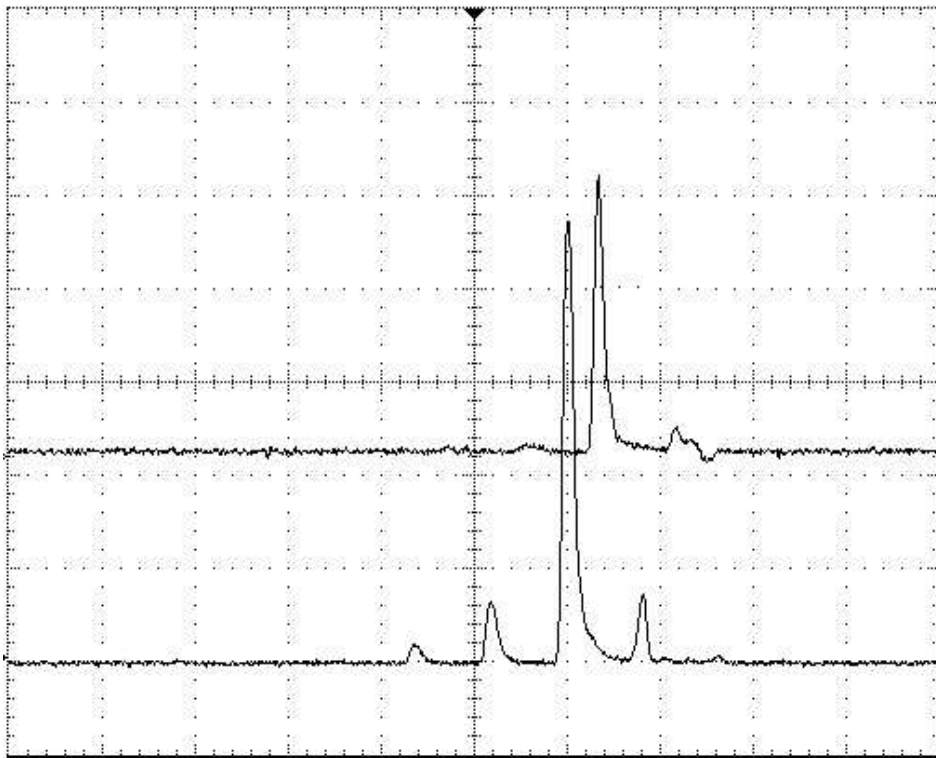


Abbildung 2.29: Regenerative Verstärkung mit dem Titan:Saphir-Verstärker bei einer Pumpenergie von 230 J (30 kV Ladespannung). Die untere Kurve zeigt den umlaufenden Laserpuls, der mit jedem Umlauf an Energie gewinnt. Die Schleifenverstärkung ist etwa 6.5-fach und entspricht damit dem Wert des Kleinsignalverstärkungsfaktors abzüglich der resonatorinternen Verluste. Die obere Kurve zeigt die selektive Auskopplung nach 3 Umläufen. Ein Skalenteil der Zeitachse entspricht 16 ns. Die Laserpulse wurden mit schnellen Fotodioden aufgenommen.

deformierten Strahlprofil mit gefährlichen "hot spots". Diese waren auch mit Beugungseffekten an den Keramikringen am Verstärker-Ein- und -Ausgang korreliert. Darüber hinaus brachte der Einsatz der Linsenkombination eine extreme mechanische Empfindlichkeit und sehr kritische Justage des gesamten Aufbaus mit sich. Berechnungen zeigten, dass der Einsatz einer Konkav-Konvex-Kombination ohne Fokuspunkt eine von Runde zu Runde selbstverstärkende Wirkung für Fehljustage und Strahlabweichungen hat.

Daher wurde probeweise zusätzlich ein konfokales Teleskop aus zwei gleichen Konvexlinsen mit $f = 255$ mm eingesetzt. Diese Kombination stabilisierte den optischen Aufbau ungemein, da nun bei jedem Umlauf der Laserpulse das Strahlbild umgedreht und die Abweichungen kompensiert wurden.

Problematik der Luftdurchbrüche

Wie zu erwarten war, kam es durch die kurzen Brennweiten der Linsen im konfokalen Teleskop bereits bei einer Pulsenergie von ca. 50 mJ zu Luftdurchbrüchen im Fokuspunkt, weshalb eine weitere Erhöhung der Energie mit diesem Aufbau nicht in Frage kam.

Da der Durchmesser der Strahlteile im Fokuspunkt umgekehrt proportional zu den Brennweiten der Linsen ist [Siegmann, 1986, S. 676], wurden langbrennweitige Linsen, zunächst aus CaF_2 , mit $f = 1200$ mm für den Aufbau des konfokalen Teleskops beschafft. Infolge der langen Brennweite konnten bei einem Luftdruck von 730 mbar Pulsenergien von bis zu 230 mJ ohne Durchbrüche erzielt werden. Bei einer Pulsenergie von 250 mJ setzten erste Hinweise auf Luftdurchbrüche wieder

ein. Für eine weitere Erhöhung der Pulsenergie muss möglicherweise der Einbau einer Vakuumzelle um den Fokuspunkt herum in Betracht gezogen werden, weil die Brennweiten der Linsen aus Platzgründen nicht weiter vergrößert werden können. Im Rahmen dieser Arbeit konnte ein Aufbau mit Vakuumzelle jedoch nicht mehr realisiert werden. Die geplante Vakuumzelle sollte dabei so lang wie möglich sein um die Zerstörung der Zellenfenster durch zu hohe Intensitäten in der Nähe des Fokuspunktes zu vermeiden. Die maximal mögliche, durch die Breite der optischen Bank begrenzte Länge entspricht jedoch der dem Titan:Saphir-Verstärker gegenüberliegende Seite des Ringresonators mit 1.25 m.

4f-Optik

Der Einsatz der langbrennweitigen Linsen erforderte andere Seitenverhältnisse im Rechteck des Verstärkerrings und somit aus Platzgründen einen komplett neuen Aufbau (Abb. 2.9) des Ringresonators. Dadurch musste der Titan:Saphir-Verstärker vom Lasertisch verbannt und außerhalb der Flowbox auf einen extra dafür konstruierten Tisch gestellt werden. Dadurch ergibt sich auch eine mechanische Entkopplung, die vorteilhaft für den stabilen Einmodenbetrieb der OPOs sein sollte. Das Zünden der Blitzlampen des Titan:Saphir-Verstärkers verursacht ein deutlich hörbares "klackendes" Geräusch in den Ladekondensatoren. Die damit verbundenen mechanischen Schwingungen wurden bisher auf den Lasertisch übertragen.

Die neue optische Anordnung erfolgt nun so, dass der Verstärkerring genau die vierfache Länge der Brennweite der Linsen des Teleskops aufweist. Die beiden Linsen befinden sich jetzt jeweils in der Mitte von zwei gegenüberliegenden Seiten des nun etwa quadratischen Ringresonators. In der Mitte der einen verbleibenden Seite und somit auch optisch genau in der Mitte zwischen den beiden Linsen befindet sich der Titan:Saphir-Verstärker. In der Mitte der dem Titan:Saphir-Verstärker gegenüber liegenden Seite befindet sich der Fokuspunkt des Teleskops. Hier kann sehr gut eine Lochblende (Pinhole) für Justagezwecke und als Raumfilter eingesetzt werden. Diese 4f-Geometrie führt dazu, dass bei jedem Umlauf der Laserstab umgedreht auf sich selbst abgebildet wird. Dadurch sollten sich "hot spots" im Strahlprofil und unerwünschte Fokalfunkte im Laserstab selbst effektiv vermeiden lassen.

Mit dieser Anordnung konnten zunächst Pulsenergien von etwa 150 mJ erzielt werden, was leider zweimal die Zerstörung einer CaF_2 -Linse des 4f-Teleskops zur Folge hatte. Offenbar ist CaF_2 gegen derartig hohe Leistungsspitzen angesichts des auch durch den Astigmatismus der thermischen Linse verzerrten Strahlprofils nicht ausreichend stabil. CaF_2 kam zum Einsatz weil dieses Material kaum Dispersion im nahen Infrarot aufweist. Da Suprasil wesentlich widerstandsfähiger ist und seine Dispersion nur unwesentlich größer ist, wurden letztlich Suprasil-Linsen (Quarzglas) verwendet. Immer noch kam es infolge der nicht perfekten Kompensation der thermischen Linse und Beugungseffekten zu "hot spots". Eine Analyse der hot Spots wurde mit einer Aluminiumplatte im ausgehenden Laserpuls durchgeführt. Trifft ein Hot Spot auf die Aluminiumoberfläche, so dampft er dort Material ab, das sofort zu Aluminiumoxid verbrennt. Der entstehende Staub leuchtet im Laserlicht hell auf und kann mit bloßem Auge selbst beim Tragen einer Laserschutzbrille wahrgenommen werden. Außerdem entsteht ein typisches "spratzelndes" Geräusch.

Um die "hot spots" zu reduzieren und noch höhere Pulsenergien zu erzielen, wurden die Korrektur des Astigmatismus in Angriff genommen (siehe Kapitel 2.4.6.5) sowie sämtliche Resonatoroptiken auf $\lambda/10$ -Qualität überarbeitet oder neu beschafft.

2.4.6.5 Korrektur der thermischen Linse

Erhaltung von Strahldurchmesser und Kollimierung

Die beschriebenen Versuche im regenerativen Verstärkerbetrieb zeigten, dass die thermische Linse und deren Astigmatismus die größte Hürde beim Übergang zum Vielfachdurchlauf und höheren Pulsleistungen darstellt. Kollimierung bei gleichzeitigem Erhalt des Strahldurchmessers sind zwei wesentliche Voraussetzungen für den regenerativen Verstärkerbetrieb mit Vielfachumläufen. Die ersten Verstärkungsversuche (Einfachdurchgang) wurden noch ohne jede Korrekturoptik durchgeführt, und es bestätigte sich, dass der Fokus der thermischen Linse bei Pumpleistungen von 3.2 kW

und einer Resonatorlänge von 4.8 m mit einem Abstand von 3.4 m bereits vor dem Wiedereintritt des Laserpulses in den Titan:Saphir-Kristall liegt. Durch den Einsatz der bereits oben erwähnten Konkav-Konvex-Kombination ließ sich jedoch noch keine ausreichende Kollimierung des Strahls erreichen.

Nach dem Umbau des Ringresonators zu einer selbstabbildenden 4f-Optik wurde eine neu berechnete Konkav-Konvex-Kombination eingesetzt, um die thermische Linse zu kompensieren. Die Berechnung dieser Linsenkombination wurde iterativ mit einem Ray-Tracing-Programm durchgeführt, um den Einfluss der Dicke der Linsen auf den Strahldurchmesser zu berücksichtigen. Das Ergebnis dieser Berechnungen machte zunächst die Bestellung neuer Linsen erforderlich. Bei einer Fehlanpassung des Linsensystems würde der Fokuspunkt des 4f-Teleskops mit jedem Umlauf näher an eine der beiden langbrennweitigen Linsen heranrücken wodurch die Eckprismen des Ringresonators leicht zerstört werden könnten. Mit der selbstkorrigierenden Wirkung der 4f-Optik und der neuen Linsenkombination konnte immerhin eine Pulsenergie von 150 mJ erzielt werden. Ab diesem Punkt trat jedoch die größte Schwierigkeit bei der Entwicklung in den Vordergrund, der Astigmatismus der thermischen Linse. Dieser führte bei jedem weiteren Umlauf zur verstärkten Bildung eines zu einer Linie zusammengezogenen Strahlprofils, mit lokalen Intensitätsüberhöhungen die extremes Zerstörungspotential für alle optische Komponenten darstellen und die auch zur Zerstörung der CaF_2 -Linsen beigetragen haben.

Antiastigmatistische Korrektur

Die Korrektur des Astigmatismus erforderte einiges Nachdenken. Überlegungen, astigmatische Linsen in das Korrekturteleskop einzusetzen, wurden schnell wieder verworfen, da solche Linsen sehr teuer und mit langen Wartezeiten in Einzelanfertigung hätten hergestellt werden müssen. Ein einzelner Linsensatz hätte für den Betrieb mit unterschiedlichen Pumpleistungen nicht genügt. Weiter gab es die Überlegung ein zusätzliches Korrekturteleskop aus Zylinderlinsen einzusetzen, die aber auch für verschiedene Optiksätze gefertigt hätten werden müssen. Ein weiterer Gedanke war, durch einen Raumfilter im Fokus der 4f-Optik das Strahlprofil bei jedem Umlauf wieder "rund" zu filtern, was allerdings einen erheblichen Verlust an Pulsenergie bei jedem Umlauf sowie erhöhte Leistungsfluktuationen bedeutet hätte.

Letztlich kristallisierten sich zwei praktikable Lösungen für das Problem heraus. Erstere besteht im Einsatz einer speziellen Prismenkombination, die bei jedem Umlauf der Pulse durch den Ringresonator den Strahl sowie seine Polarisierung um $\pi/2$ dreht. Dadurch soll bewirkt werden, dass das durch den Astigmatismus elliptisch verzerrte Strahlprofil beim folgenden Umlauf durch den Astigmatismus der thermischen Linse selbst wieder entzerrt wird. Die beiden astigmatischen Fokalfpunkte sollten dann im Mittel eine konstante Position einnehmen. Diese Variante wurde erfolgreich eingesetzt und lieferte einen maßgeblichen Beitrag zur Steigerung der Pulssenergie auf 250 mJ. Der große Vorteil dieses Korrekturverfahrens liegt darin, dass keine Anpassung an die Pumpleistung oder andere den Astigmatismus bestimmende Faktoren nötig ist, da diese Faktoren ja auch stets bei der Entzerrung im Folgeumlauf am Strahlbild angreifen. Die Prismenkombination wurde dabei so konstruiert, dass sie das einfache Umlenkprisma in der ersten Ecke des Resonators nach dem Titan:Saphir-Verstärker ersetzt. Die Prismenkombination (siehe Abb. 2.30), im Folgenden auch Spezialprisma genannt, hat somit insgesamt folgende Eigenschaften:

- Ablenkung des Strahls im rechten Winkel
- Drehung der Polarisierung um $\pi/2$
- Drehung des Strahlbildes um $\pi/2$

Durch die Polarisationsdrehung wurde der Fresnel-Rhombus im Ringresonator überflüssig, und somit konnte durch das Spezialprisma an Stelle des einfachen Umlenkprismas die Zahl der optischen Komponenten im Ringresonator sogar um eins reduziert werden! Die Verwendung der Prismenkombination hat unerfreuliche Auswirkungen auf die Justagefreundlichkeit des Ringresonators. Zusammen mit der 4f-Optik wird das Strahlbild jetzt bei jedem Umlauf um $\frac{3}{2}\pi$ gedreht, womit die

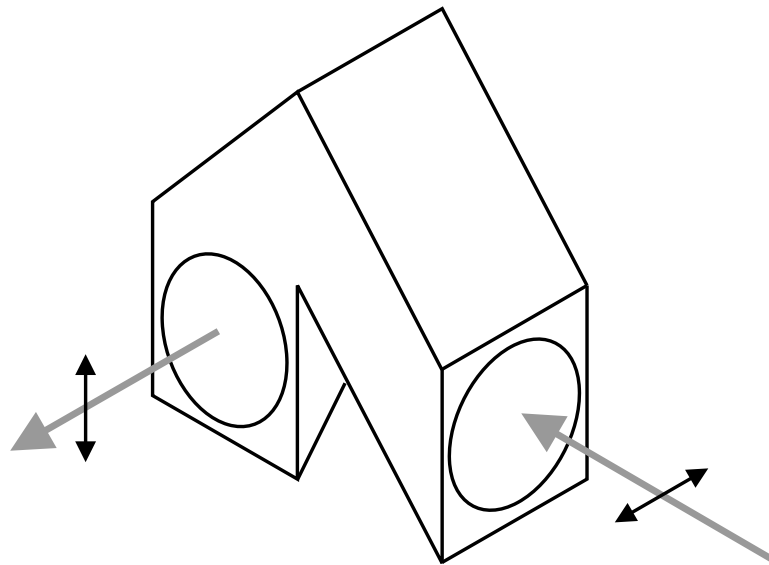


Abbildung 2.30: Spezialprisma zur antiastigmatischen Korrektur der thermischen Linse des Titan:Saphir-Kristalls. Ein eingehender Strahl wird rechtwinklig abgelenkt und sowohl das Strahlbild als auch die Polarisation um $\pi/2$ gedreht.

Justierbewegung eines anderen Umlenkprisma im Folgeumlauf rechtwinklig zur ursprünglichen Justierbewegung abgebildet wird! Dieser Umstand schafft bei der Justage eines vielfach umlaufenden Laserstrahls eine sehr schlecht zu überblickende Situation. Auch besitzt die Prismenkombination in Bezug auf die Justage wesentlich mehr Freiheitsgrade als das einfache, zuvor an dieser Stelle befindliche Umlenkprisma. Auch wenn die Prismenkombination den Laserpuls nur im rechten Winkel abzulenken scheint, verhält sie sich gegenüber horizontalen und vertikalen Drehungen ganz anders als das einfache Prisma. Um eine sinnvolle Justage zu ermöglichen, musste ein spezieller Optikkhalter mit den entsprechenden Drehachsen und Verschiebemöglichkeiten in alle Raumrichtungen aus verschiedenen optomechanischen Komponenten zusammengebaut werden.

Trotz aufwendiger Recherche und verschiedener vorgeschlagener Designs fand sich leider kein Optikerhersteller, der die geforderten Funktionen aus einem einzigen Stück Glas hätte fertigen können, womit nur die Fertigung als Kombination von zwei oder drei Einzelpismen blieb, die aneinander gekittet werden mussten. Die Prismenkombination wurden von der Firma *Bernhard Halle und Nachf.* hergestellt, hochleistungstauglich aneinander gefügt und in ein kompaktes Gehäuse eingebaut, was leider mit einer mehrmonatigen Wartezeit verbunden war.

Die zweite Lösung besteht im Einsatz eines biegsamen Spiegels, der die erste Ecke nach dem Titan:Saphir-Verstärker im rechteckigen Ringresonator darstellt. Dazu wurden hochreflektiv (45°) bedampfte Suprasilsubstrate beschafft, die ein gut bekanntes Biege- und Bruchverhalten aufweisen. Eine 60 mm lange und 4 mm dicke Platte kann etwa $30\ \mu\text{m}$ durchgebogen werden, bevor sie bricht. Für den Ausgleich des Astigmatismus in Verbindung mit dem Korrekturteleskop für die thermische Linse sollte eine Durchbiegung von $6\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ ausreichen. Wegen der guten Erfolge mit dem oben beschriebenen Spezialprisma kamen die biegsamen Spiegel im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr zum Einsatz. Für spätere Versuche wurde überlegt, eine flexible Biege mechanik mit Piezokristall als Antrieb einzusetzen, um eine einfache Anpassung der antiastigmatischen Korrektur an die Pumpleistung zu ermöglichen.

Die Maßnahmen, einschließlich des Einsatzes der $\lambda/10$ -Optiken, führten zu einer deutlich verbesserten Strahlqualität und Kollimierbarkeit. Hierdurch gelang letztendlich die Steigerung der Ausgangspulsenergie auf 250 mJ. Einer weiteren Steigerung stehen derzeit noch Probleme mit der Hochspannungstechnik im Wege (siehe Kapitel 2.4.6.9).

2.4.6.6 Einkopplung und Auskopplung der Laserpulse

Pockels-Zelle und Glan-Prisma

Die Ein- und Auskopplung der Laserpulse aus dem Verstärkerring erfolgt mit Hilfe eines Glan-Prismas, und einer Polarisationsdrehung um $\pi/2$ mit einem Polarisationschalter. Das Glan-Prisma reflektiert in Abhängigkeit von der Polarisation total an einer internen Grenzschicht oder lässt den Laserpuls passieren. Die Kopplung erfolgt jeweils über den reflektierenden Strahlweg des Glan-Prismas und mit vertikaler Polarisation der Laserpulse. Ein im Ringresonator umlaufender Laserpuls muss hingegen horizontal polarisiert sein. Der Laserpuls aus dem OPO wird zunächst mit einem Fresnel-Rhombus vertikal polarisiert, um die Einkopplung durch das Glan-Prisma zu ermöglichen. Dann läuft der Laserpuls einmal vertikal polarisiert durch den Verstärkerring, also zunächst noch mit polarisationsbedingt schlechter Verstärkung durch den Titan:Saphir-Verstärker. Der Polarisationschalter ist zwischen Titan:Saphir-Verstärker und Glan-Prisma platziert. Bevor der Laserpuls wieder das Glan-Prisma erreicht, wird die Polarisation mit dem Polarisationschalter um $\pi/2$ gedreht, so dass der Laserpuls das Glan-Prisma unbeeinflusst passiert und im Resonator bleibt. Die Polarisation ist jetzt horizontal und somit optimal für die Verstärkung im Titan:Saphir-Stab. Für weitere Umläufe im Ringresonator muss der Laserpuls seine horizontale Polarisation beibehalten und somit muss der Polarisationschalter abgeschaltet werden, bevor der Laserpuls diesen ein zweites Mal passiert. Wenn der Laserpuls seine maximale (oder gewünschte) Energie erreicht hat, wird der Polarisationschalter wieder eingeschaltet, so dass der Laserpuls nach seinem letzten Durchgang durch den Titan:Saphir-Verstärker wieder vertikal polarisiert wird und somit über das Glan-Prisma ausgekoppelt wird. Diese optische Anordnung hat gegenüber anderen Varianten den Vorteil, dass die Polarisation erst nach dem letzten Durchgang durch den Titan:Saphir-Stab wieder vertikal gedreht wird. Damit erfolgt auch der letzte Durchgang mit der für eine maximale Verstärkung optimalen Polarisation.

Der Ringresonator hat eine Länge von 4.8 m und ein Umlauf dauert folglich 16 ns. Bei einer Pulslänge von 4 ns (Halbwertsbreite) muss der Polarisationschalter also in weniger als 8 ns sowohl anschalten als auch ausschalten können! Als Polarisationschalter wurde die Kombination einer Pockels-Zelle mit einer polarisationsdrehenden Prismenkombination gewählt. Letztere ist entweder ein Fresnel-Rhombus oder das in 2.4.6.5 beschriebene Spezialprisma, dass aus einem Dachkantprisma in Kombination mit zwei rechtwinkligen Prismen besteht. Da in den ursprünglichen Konzepten das Spezialprisma noch nicht eingeplant war und weil es sich in Bezug auf die Polarisation gleich verhält wie der Fresnel-Rhombus, wird stellvertretend für beide Varianten im Folgenden nur der Fresnel-Rhombus genannt. Da die Pockels-Zelle mit einer Hochspannung von 6 kV betrieben wird, ist die steiflankige Umschaltung der Polarisation keine einfache Angelegenheit! Insgesamt wurden vier verschiedene Konzepte für die logische Schaltfolge und den dazugehörigen optischen Aufbau des Polarisationschalters in Betracht gezogen:

- Konzept nach Kung [1993] mit zwei Pockels-Zellen und Fresnel-Rhombus: Zunächst sind beide Pockels-Zellen noch nicht aktiv und der Fresnel-Rhombus dreht nach dem ersten Umlauf die Polarisation horizontal, so dass der Puls nicht durch das Glan-Prisma wieder ausgekoppelt wird. Dann wird die erste Pockels-Zelle auf $\lambda/2$ -Spannung geschaltet und dreht zusammen mit dem Fresnel-Rhombus die Polarisation um π , womit sie horizontal bleibt und der Puls weiter im Resonator umläuft. Zum Auskoppeln wird die zweite Pockels-Zelle $\lambda/2$ -Spannung geschaltet und zusammen mit Fresnel-Rhombus und der ersten Pockels-Zelle wird die Polarisation vertikal gedreht. Es erfolgt die Auskopplung über das Glan-Prisma.
 - **Vorteile:** Es ist ein einfaches Timing und einfache Ansteuerung der Pockels-Zellen mit je einer Marxbank möglich, da kein Zurückschalten und nur steile Einschaltflanken nötig sind.
 - **Nachteile:** Diese Variante ist teuer, da zwei Pockelszellen mit eigenem Treiber (Marxbank) sowie ein Fresnel-Rhombus erforderlich sind. Die vielen optischen Komponenten stellen einen potentiellen Energieverlust dar. Außerdem kann es bei einem Ausfall der

zweiten Pockels-Zelle zur freien Laseremission mit schlecht kontrollierbarer Leistung kommen, was ziemlich riskant in Bezug auf Beschädigungen ist.

- **Ergebnisse:** Dieses Konzept wurde in Ermangelung einer zweiten Pockels-Zelle nicht versucht.
- Eine einzelne Pockels-Zelle mit Fresnel-Rhombus: Auch hier ist die Pockels-Zelle zunächst noch nicht aktiv und der Fresnel-Rhombus nimmt die erste Polarisationsdrehung vor. Dann wird durch Einschalten der Pockels-Zelle vor dem zweiten Umlauf zusammen mit dem Fresnel-Rhombus die Polarisation horizontal gehalten. Die zweite Polarisationsdrehung zum Auskoppeln wird hier durch steifflankiges Abschalten der Pockels-Zelle vorgenommen.
 - **Vorteile:** Nur eine Pockels-Zelle bedeutet insgesamt weniger optische Komponenten im Resonator und niedrigere Anschaffungskosten. Es ist auch nur ein Pockels-Zellen-Treiber erforderlich. Es ist keine freie Laseremission bei abgeschalteter oder ausgefallener Pockels-Zelle möglich, womit diese Variante nur ein geringes Zerstörpotential bei Fehlfunktionen oder Fehlbedienung der Pockelszelle hat.
 - **Nachteile:** Der Hochspannungstreiber für die Pockels-Zelle ist vergleichsweise aufwendig, da steifflankig ein und aus geschaltet werden und zwischen beiden Flanken ein konstanter Spannungswert eingehalten werden muss.
 - **Ergebnisse:** Dieses Konzept bewährte sich, zeigte eine sehr große Betriebssicherheit und wird derzeit verwendet.
- Eine Pockels-Zelle ohne Fresnel-Rhombus: Nach der Pulseinkopplung übernimmt die bereits eingeschaltete Pockels-Zelle die erste Polarisationsdrehung für den Verbleib des Laserpulses im Resonator. Vor dem zweiten Umlauf wird die Pockels-Zelle steifflankig abgeschaltet, damit der Laserpuls seine Polarisation behält. Vor dem Auskoppeln wird die Pockels-Zelle wieder steifflankig eingeschaltet, damit der Laserpuls über das Glan-Prisma ausgekoppelt werden kann.
 - **Vorteile:** Die Verwendung nur einer Pockelszelle stellt die billigste und wegen der wenigen optischen Komponenten auch die am wenigsten verlustträchtige Variante dar.
 - **Nachteile:** Ein etwas aufwendiger elektronischer Treiber für die Pockels-Zelle ist erforderlich, der hochspannungsseitig einen Doppelpuls mit steilen inneren Flanken generieren muss. Die Hochspannung darf nicht permanent an die Pockels-Zelle angelegt werden und nur für die Dauer der Laserpulsumläufe nach dem Ein- bzw. vor dem Auskoppeln abgeschaltet werden, weil dadurch die Pockels-Zelle beschädigt würde. Ein weiterer großer Nachteil dieser Anordnung besteht darin, dass der Ringresonator bei abgeschalteter Pockels-Zelle im Titan-Saphir-Verstärker freie Laseremission erlaubt, auch wenn keine Laserpulse eingekoppelt werden. Dies kann sehr schnell zu "gewalttätigen" Leistungsausbrüchen führen, die enormes Zerstörungspotential besitzen.
 - **Ergebnisse:** Diese Variante wurde versucht und im Prinzip für funktionstauglich befunden, jedoch aus den genannten Sicherheitsgründen und wegen Schwierigkeiten mit dem elektronischen Treiber wieder verworfen. Testhalber kam ein neu entwickelter Prototyp eines Doppelpulstreibers der Firma *BME* zum Einsatz.
- Zwei Pockels-Zellen ohne Fresnel-Rhombus: Hier kommt im Prinzip die gleiche Schaltlogik wie beim vorigen Konzept zum Tragen. Nur werden hier Ein- und Auskopplung jeweils von einer eigenen Pockels-Zelle eingeleitet. Dazu muss eine Pockels-Zelle steifflankig ausgeschaltet werden und zeitversetzt die andere Pockelszelle steifflankig eingeschaltet werden.
 - **Vorteile:** Der Doppelpuls aus vorigem Konzept wird auf zwei unabhängige Pockels-Zellen verteilt. Somit sind nur zwei einfache Treiber erforderlich, die nur jeweils einen einseitig steifflankigen Einzelpuls liefern müssen (z.B. Marxbank).

- **Nachteile:** Auch hier gibt es wie im vorigen Konzept die Nachteile des großen Zerstörungspotentials durch Anschwingen freier Lasermodes bei abgeschalteten oder falsch bedienten Pockels-Zellen. Zusätzlich ist diese Variante aufwendiger und teurer, weil zwei Pockels-Zellen gebraucht werden.
- **Ergebnisse:** Dieses Konzept wurde in Ermangelung einer zweiten Pockels-Zelle nicht versucht.

Ein schneller Hochspannungstreiber für die Pockels-Zelle

Die kurze Umlaufdauer der Laserpulse von nur 16 ns bedeutet, dass bei einer Pulsdauer der Laserpulse von 4 ns die Pockels-Zelle in weniger als 8 ns komplett ein- bzw. ausgeschaltet werden muss. Da die dafür erforderliche Spannung bei einer Wellenlänge von 800 nm ca. 6 kV beträgt, ist dies eine elektronisch schwer zu erfüllende Forderung. Die mit der Pockels-Zelle mitgelieferte "Marxbank" erwies sich für diesen Zweck als absolut unzureichend, weil sie nur in eine Richtung steilflankig schalten kann. Weil derartige Hochspannungssteuerungen mit sehr kurzen und exakten Anstiegs- und Abstiegsschritten um 10 ns im kV-Bereich zu Beginn der Arbeit nicht auf dem Markt erhältlich waren, musste eine entsprechende Schaltung neu entwickelt werden. In Zusammenarbeit mit der Firma *Behlke* entstand so ein Hochspannungstreiber für die Pockelszelle, der bis zu 8 kV in ca. 6.5 ns in zwei Richtungen schalten (10%/90%) kann. Als Hochspannungsquelle dient ein altes Hochspannungsnetzteil von *Heinzinger* (aus den 1970er Jahren), das eine Spannung von bis zu 6 kV bei einem Dauerstrom bis 10 mA liefert. Die verwendeten MOSFET-Schalter können 8 kV und 30 A schalten. Die Beschaffung der Komponenten, insbesondere von hochspannungstauglichen Transistorschaltern und induktionsfreien Hochspannungs-Widerständen war sehr aufwendig. Es waren lange Recherchen und viele Versuche nötig, bis die richtigen Bauteile gefunden waren. Üblicherweise sind Hochspannungswiderstände gewickelt und wegen ihrer damit verbundenen hohen Induktivität völlig unbrauchbar, wenn kurze Schaltzeiten realisiert werden sollen. Normale induktionsfreie Schichtwiderstände eignen sich nicht für die hohen Spannungen und Kurzzeitströme von bis zu 30 A. Bei fast allen getesteten Widerständen kam es zur Lichtbogenbildung an der Außenseite. Immerhin müssen die Widerstände kurzzeitig eine Pulsspitzenleistung von mehr als 100 kW verkraften. Da geeignete Widerstände nicht als Serienprodukt im Handel erhältlich waren, wurde von der Firma *HVR* ein komplettes Experimentiersortiment von Spezialwiderständen maßgeschneidert hergestellt. Der Stromfluss bei diesen Widerständen erfolgt in einer dünnen, auf der Außenseite eines Keramikzylinders aufgetragenen Leiterbahnen. Diese sind so geformt, dass eine kleinstmögliche Induktivität entsteht und dass es auch bei hohen Strömen und Spannungen nicht zu Funkenüberschlägen kommt.

Darüber hinaus spielt bei derart hohen Spannungen und kurzen Schaltzeiten die Leitungsführung und die räumliche Anordnung der Bauteile eine entscheidende Rolle. Ebenso musste beim Gehäuse und dessen Erdung sehr genau auf eine gutleitende Verbindung der Komponenten geachtet werden, da die Rückströme über das Gehäuse abfließen.

Die MOSFET-Schalter können jeweils steilflankig geschlossen werden, nicht jedoch steilflankig geöffnet werden. In Kombination der in 2.31 dargestellten Schaltung erlauben sie jedoch ein Ein- und Ausschalten der Pockels-Zelle mit Schaltzeiten jeweils unter 7 ns.

Die Kapazität der Pockels-Zelle (PC) beträgt etwa 5 pF. Die äußere Hochspannung (HV) liegt statisch an und muss für eine Phasendrehung von $\lambda/2$, was einer Drehung der linearen Polarisation von $\pi/2$ entspricht, an die jeweilige Wellenlänge angepasst werden. Für 817 nm beträgt die $\lambda/2$ -Spannung der Pockels-Zelle etwa 6 kV. Im Ruhezustand sind bei anliegender Hochspannung beide Schalter geöffnet. Zum steilflankigen Einschalten wird Schalter S1 geschlossen. Zum steilflankigen Abschalten wird der Schalter S2 geschlossen während Schalter S1 geschlossen bleibt. Danach werden beide Schalter wieder geöffnet bis der nächste Laserpuls ein- und ausgekoppelt wird. Der Kondensator C1 dient der Spannungsstabilisierung, da die kurzzeitigen Ladeströme der Pockels-Zelle von bis zu 30 A in der 3 m langen Zuleitung der Hochspannung einen erheblichen Spannungsabfall zur Folge hätten. Seine Kapazität beträgt 10 nF. Je kleiner die Widerstände gewählt werden, desto kürzer werden die Schaltzeiten, die im wesentlichen der Lade- und Entladedauer der Pockels-Zelle

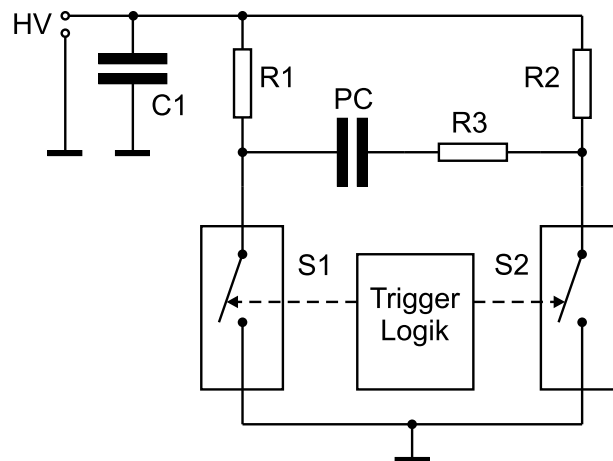


Abbildung 2.31: Der prinzipielle Aufbau des Hochspannungstreibers für die Pockels-Zelle. Die MOSFET-Schalter $S1$ und $S2$ können jeweils steilflankig geschlossen werden, nicht jedoch steilflankig geöffnet werden. In Kombination erlauben sie jedoch ein Ein- und Ausschalten der Pockels-Zelle in weniger als 7 ns.

entsprechen. Allerdings müssen die Widerstände mindestens so groß sein, dass der maximal zulässige Strom von 30 A durch die Schalter nie überschritten wird. Die Widerstände $R2$ und $R3$ sind mit $400\ \Omega$ daher so dimensioniert, dass die Summe aus statischem Strom und Entladestrom der Pockels-Zelle durch die Schalter $S1$ und $S2$ 30 A bei 6 kV auf keinen Fall übersteigt. Damit errechnet sich eine 90%-Schaltzeit von etwa 5 ns. Der Widerstand $R1$ ist mit $2\text{ k}\Omega$ größer dimensioniert, da durch diesen nur der Ladestrom für die Eigenkapazität des Schalters $S1$ fließen muss, nach dem beide Schalter wieder geöffnet worden sind. Wenn hier ein zu kleiner Widerstand eingesetzt wird führt das zu einem Einbruch der Hochspannung, wenn der Schalter $S1$ geschlossen wird. Bei Schließen von Schalter $S2$ kommt es aufgrund des niedrigen Wertes von $R2$ zwar auch zu einem derartigen Spannungs-Einbruch, jedoch stört dieser nicht, weil beide Seiten der Pockels-Zelle zu diesem Zeitpunkt auf Masse-Niveau liegen. Die Steuerung der Schalter erfolgt über eine TTL-kompatible Triggerlogik, die von außen mit einem Zeitgenerator (*Stanford Research Systems*) synchronisiert wird.

Anzumerken ist, dass die Pockels-Zelle mit ihrem Treiber bei den kurzen Schaltzeiten und hohen Spannungen eine starke Hochfrequenzstörquelle darstellt. Daher wurde die Pockels-Zelle samt Hochspannungstreiber in ein sehr massives Gehäuse aus Aluminium eingebaut um hochfrequente Störungen ausreichend abzuschirmen und vom LIDAR-Empfangssystem fernzuhalten. Den erfolgreichen Einsatz des Pockels-Zellen-Treibers dokumentieren Abbildung 2.29 und 2.33, wo jeweils die obere Kurve den zeitlich präzise ausgekoppelten Puls zeigt. Die Schaltzeit von weniger als 8 ns ist in Abbildung 2.32 eindrucksvoll demonstriert.

2.4.6.7 Alternierende Strahleinkopplung

Galvanisch angetriebener Spiegel

Die simultanen Laserpulse verschiedener Wellenlänge aus den OPOs müssen alternierend in den Verstärkerring des Titan-Saphir-Verstärkers eingekoppelt werden, weil beide LIDAR-Wellenlängen mit nur einem Titan-Saphir-Verstärker verstärkt werden sollen. Dazu wurde ein galvanisch angetriebener¹² Goldspiegel mit einer horizontalen Abmessung von ca. 10 mm und einem maximalen Drehwinkel von $\pm 25^\circ$ beschafft (*Laser Scanning Kaiser*). Er soll wahlweise den einen OPO-Strahl

¹²Der Antrieb erfolgt durch eine Torsionsdrehachse, welche magnetisch durch einen Anker bewegt wird. Dieser Mechanismus erlaubt eine hohe Winkelgenauigkeit, erfordert jedoch eine aufwendige Ansteuerung und thermische Stabilisierung.

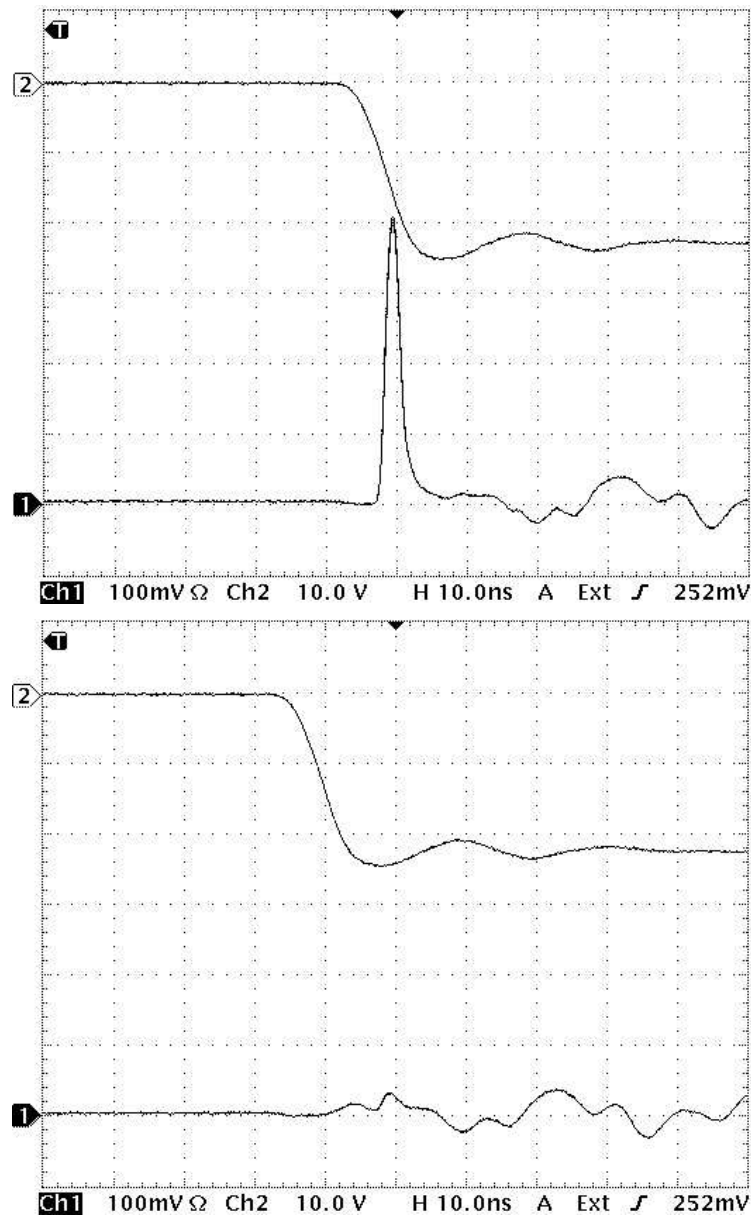


Abbildung 2.32: Die Schaltzeit der Pockelszelle mit dem neu entwickelten Hochspannungstreiber liegt unter 8 ns. Durch eine entsprechende Verschiebung der Zündung der Pockels-Zelle lässt sich der Laserpuls komplett auskoppeln. Die jeweils obere Kurve zeigt den kapazitiv in den Oszilloskopmesskopf gekoppelten Verlauf der Hochspannung an der Pockelszelle. Die jeweils untere Kurve zeigt (laufzeitbedingt um ca. 7 ns verzögert) das Signal einer Fotodiode, die sich hinter dem Glan-Prisma im Strahlengang befindet. Die zeitliche Position des Laserpulses ist in beiden Bildern unverändert in der Bildmitte, während die Hochspannungsflanke an der Pockelszelle um 8 ns verschoben wird. Während der Laserpuls in der oberen Abbildung ungehindert Pockelszelle und Glan-Prisma passiert, wird er nach Verschiebung der Hochspannungsflanke zu einem um 8 ns früheren Zeitpunkt in seiner Polarisation um $\pi/2$ gedreht und infolge nahezu vollständig ausgekoppelt (unteres Bild) und erreicht die Fotodiode nicht mehr. Das leichte Nachschwingen im Hochspannungssignal ist möglicherweise ein Artefakt. Ohnehin findet die Endphase der Verstärkung erst deutlich später statt.

in die Einkopplungsoptik des Titan-Saphir-Verstärkers reflektieren und gleichzeitig den anderen OPO-Strahl blockieren oder alternativ den einen OPO-Strahl blockieren und den anderen OPO-Strahl vorbei lassen, so dass dieser in die Einkopplungsoptik des Titan-Saphir-Verstärkers trifft. Der mitgelieferte elektronische Spiegeltreiber verfügt über einen Analogeingang der mit $\pm 10\text{ V}$ für die maximalen Auslenkwinkel versorgt werden muss. Für die Synchronisation mit den OPO-Laserpulsen wurde eine eigene Schaltung entwickelt, die ein alternierendes Umklappen des Spiegels synchron zu den Laserpulsen aus den OPOs ermöglicht. Dabei wurde auch einiges Augenmerk auf die Vermeidung mechanischer Schwingungen durch zu steifflankiges Umspringen des Spiegels gelegt. Ebenso sollte die Schaltung durch den Einsatz hochpräziser Spannungsreferenzen und einer Analogrechenschaltung mit einem hochpräzisen Operationsverstärker eine ausreichende Richtungsstabilität der abgelenkten Laserpulse gewährleisten. Die Schaltung ist in ?? dargestellt.

Die Richtungsstabilität der Anordnung wurde im 40 m langen Dachboden des Instituts mit Hilfe eines HeNe-Lasers überprüft. Dabei ergab sich abweichend von den besseren Herstellerangaben eine Schuss-zu-Schuss-Fluktuation von $125\text{ }\mu\text{rad}$ und eine Langzeitdrift von $250\text{ }\mu\text{rad/h}$ nach einer Aufwärmzeit von 4 h. Um Aufwärmzeiten zu vermeiden und das Driftverhalten zu verkleinern, wurde zusätzlich eine Heizung an das Motormodul angebracht und eine Ventilator Kühlung in die elektronische Treiberstufe eingebaut. Zusätzlich wurde eine aktive Driftkorrektur in die weitere Entwicklung eingeplant, jedoch (noch) nicht realisiert. Trotz aller Maßnahmen und größter Sorgfalt beim Bau der Treiberstufe konnte letztlich kein befriedigendes Ergebnis mit diesem System erzielt werden. Als großes Problem stellten sich die durch den Titan-Saphir-Verstärker hervorgerufenen elektromagnetischen HF-Störungen heraus, die vor allem an den Eingängen der Treiberstufe angreifen und dort zeitweise für undefinierte Spannungspegel sorgten. Daher wurden aus Zeitgründen zunächst andere technische Lösungen in Betracht gezogen.

Rotierender Spiegel

Die alternierende Strahleinkopplung mit einem halbseitig reflektiv bedampften rotierenden Spiegel kam bereits erfolgreich im mobilen Ozon-LIDAR des IMK-IFU zum Einsatz. Allerdings sind die Anforderungen an die Richtungsstabilität dort bei weitem nicht so hoch. Bei der Suche nach einem geeigneten Spiegelantrieb wurden Antriebsmotoren von Computer-Festplatten untersucht und für geeignet befunden. Wegen der erheblichen Lieferzeiten für eine passend bedampfte Scheibe wurde diese Konzept jedoch nicht weiter verfolgt.

Strahlteiler und Chopper

Die einfachste Variante, die auch die größte optische Präzision versprach, war der Einsatz einer starren Strahlvereinigerplatte mit einem davorstehenden Chopper, der alternierend die eingehenden Laserpulse aus den OPOs ausblendet. Großer Nachteil dieses Konzepts ist der hohe Energieverlust der Laserpulse von 50% an der Vereinigerplatte. Großer Vorteil dieser Anordnung ist jedoch, dass der Spiegel selbst nicht bewegt werden muss und somit die Richtungsstabilität sichergestellt ist. Es kann somit auch auf eine aufwendige und teure Präzisionsmechanik verzichtet werden. Als einzig bewegtes Element steht der Chopper vor dem Strahlvereiniger und es besteht noch nicht einmal eine mechanische Kopplung, so dass praktisch keine mechanischen Schwingungen auf den Spiegel übertragen werden können. Da dieses Konzept lediglich auf Standard-Komponenten zurückgreift, konnte es auch als schneller Ersatz für das unbefriedigende Konzept des galvanisch angetriebenen Spiegels umgesetzt werden. Der Nachteil des Energieverlusts durch die jeweilige Teiltransmission bzw. Teilreflektion konnte durch das Sättigungsverhalten (siehe Kapitel 2.4.6.8) des Titan-Saphir-Verstärker kompensiert werden. Es zeigte sich, dass die Ausgangsleistung des Titan-Saphir-Verstärkers unter bestimmten Bedingungen nur unwesentlich von der Energie der eingehenden zu verstärkenden Laserpulse abhängig ist. Strahlvereinigerplatte und Chopper bewährten sich somit und waren bis zuletzt im Einsatz.

2.4.6.8 Regenerative Verstärkung

Die für das LIDAR-System geforderte möglichst hohe Pulsenergie des Lasersystems ist wegen der recht kleinen Ausgangsenergien der OPOs mit maximal 1 mJ mit einem einzelnen Titan:Saphir-Verstärker nur möglich, wenn die Laserpulse regenerativ verstärkt werden. Das bedeutet, dass die Laserpulse aus den OPOs mehrmals durch den Titan:Saphir-Kristall geführt werden, wobei sie jedes mal verstärkt werden, bis sie die im Kristall gespeicherte Energie auf sich vereinigt haben. Obwohl die mittlere Lebensdauer des oberen Laserniveaus in Titan:Saphir nur $3.1 \mu\text{s}$ beträgt, stellen selbst vielfache Umläufe der Laserpulse kein Problem hinsichtlich der Verfügbarkeitsdauer der gespeicherten Energie dar, da ein Umlauf im Ringresonator nur etwa 16 ns dauert. Mehr als 18 Umläufe waren im praktischen Betrieb nie erforderlich, um die maximal mögliche Energie zu extrahieren und in den dafür benötigten 320 ns kann bei entsprechendem Timing die volle Energie ausgeschöpft werden. Das zu Beginn sehr rasche Anwachsen der Pulsenergie durch regenerative Verstärkung ist in Abb. 2.29 dargestellt. Bei ca. 0.2 mJ – 0.5 mJ Eingangspulsenergie sind ca. 10 Umläufe erforderlich, um die Sättigung mit maximaler Ausgangsenergie zu erreichen (siehe Abbildung 2.33).

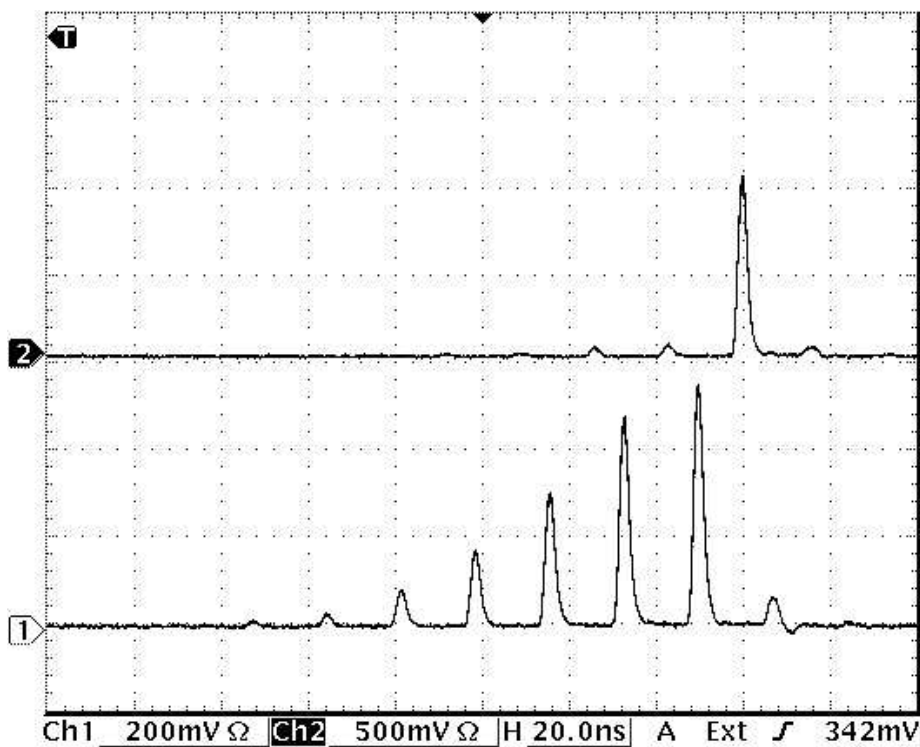


Abbildung 2.33: Regenerative Verstärkung mit dem Titan:Saphir-Verstärker bei einer Pumpenergie von 160 J (25 kV Ladespannung). Die untere Kurve zeigt den umlaufenden Laserpuls, der mit jedem Umlauf an Energie gewinnt. Im Vergleich zu Abbildung 2.29 ist die Schleifenverstärkung vor allem bei den letzten Umläufen deutlich geringer. Neben der niedrigeren Pumpenergie ist dies vor allem darauf zurückzuführen, dass hier schon die Sättigung des Verstärkers mit einer maximal möglichen Ausgangspulsenergie von ca. 230 mJ erreicht ist und der umlaufende Puls die im Kristall gespeicherte Energie weitgehend abgeräumt hat. Die obere Kurve zeigt die selektive Auskopplung nach 10 Umläufen. Der Rest-Puls, der nach der Auskopplung noch durch den Ring läuft, ist auf die nicht optimale Justierung von Pockels-Zelle und Glan-Prisma zurückzuführen und wurde auch noch einmal etwas verstärkt bevor er von der Fotodiode erfasst wurde und sollte daher nicht überbewertet werden.

Verstärkung

Nachdem die Messung der Kleinsignalverstärkung des Titan:Saphir-Verstärkers bereits überraschend gute Ergebnisse (bis Faktor 8) lieferte, wurden große Erwartungen an das enorme Energiepotential der regenerativen Verstärkung im Ringresonator gestellt. Wie die weiter unten beschriebenen Versuche zeigten, ist es im Prinzip möglich, die Energie schwacher ($1\text{ }\mu\text{J}$) Laserpulse um das 500000-fache zu verstärken! Nach den Angaben von [Hoffstädt, 1995] sollten sich etwa 60% der zu etwa 1.33 J (30 kV Ladespannung) bestimmten im Titan:Saphir-Kristall gespeicherten Energie extrahieren lassen.

Es zeigte sich, dass die Schleifenverstärkung bei mehreren Umläufen der Laserpulse bis zum Erreichen der maximalen Pulsenergie allgemein schnell absinkt. Die maximale Schleifenverstärkung konnte erwartungsgemäß erzielt werden, solange die Pulsenergie noch keinen nennenswerten Anteil der im Kristall gespeicherten Energie ausmacht. Bei einer Ausleuchtung von etwa der Hälfte des Kristallvolumens (Strahldurchmesser = 7 mm) und einer Blitzlampenspannung von 25 kV ergibt sich die größte Schleifenverstärkung mit Werten um 5 für kleine Pulsenergien. Mit höheren Pulsenergien nimmt die Schleifenverstärkung zunächst langsam ab (siehe Abb. 2.33), da der umlaufende Puls beginnt, nennenswerte Anteile der ursprünglich im Laserkristall gespeicherten Energie auf sich zu vereinigen. Bereits vor Erreichen der Sättigung nimmt die Schleifenverstärkung stark ab. Die regenerative Gesamtverstärkung nimmt dabei, wie die schon in Kapitel 2.4.6.3 näher beschrieben, etwa linear mit der Pumpenergie, also linear mit dem Quadrat der Ladespannung für die Blitzlampen zu (siehe Abb. 2.34), solange der Titan:Saphir-Verstärker noch nicht in Sättigung arbeitet.

Die 4f-Optik des Ringresonators bildet im Prinzip den Titan:Saphir-Kristall bei jedem Umlauf auf sich selbst ab, allerdings je nach optischer Variante des antiastigmatischen Ausgleichs um 90° oder 180° verdreht. Dieser Umstand kann dazu führen, dass der Laserpuls bei jedem Umlauf andere Teile des Titan:Saphir-Kristalls beleuchtet, wenn er nicht von Anfang an völlig symmetrisch bzgl. der optischen Achse eingekoppelt wurde, was allerdings nahezu unmöglich ist. Dieser sich erst bei jedem zweiten bzw. jedem vierten Umlauf wiederholende Lichtweg durch den Kristall und den Resonator kann dazu führen, dass die Schleifenverstärkung vor Erreichen der Sättigung "periodisch" schwankt, weil Teile des Pulses durch die Raumfilterung im Fokus der 4f-Optik periodisch verloren gehen können. Dieses periodische Verhalten der Schleifenverstärkung ist in Abb. 2.35 zu erkennen.

Sättigungsverhalten

Die Sättigung wird immer dann erreicht, wenn der umlaufende Laserpuls keine weitere Verstärkung im Titan:Saphir-Kristall erfährt und die Umlaufverluste etwa gleich groß wie die noch extrahierbare Energie werden. In Sättigung werden für die jeweilige Pumpenergie die höchsten Ausgangsenergien erzielt, allerdings nimmt die Ausgangsenergie nur noch etwa linear mit der Ladespannung für die Blitzlampen zu (siehe Abb. 2.34). Dieses Verhalten ist vor allem darauf zurückzuführen, dass im Sättigungsfall der Umlaufverlustfaktor etwa gleich groß ist wie die Verstärkung im Titan:Saphir-Kristall und somit die exponentielle Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors aus Gleichung 2.61 praktisch keine Rolle mehr spielt. Die Ausgangsenergie im Sättigungsfall wird letztlich nur durch die im Laserkristall gespeicherte Energie und die Umlaufverluste bestimmt. Wie schon in Kapitel 2.4.6.3 erläutert, führt die Verschiebung der Blitzlampenemission zu kürzeren Wellenlängen bei zunehmender Ladespannung dazu, dass die Kennlinie, die die gespeicherte Energie in Abhängigkeit von der Ladeleistung darstellt, deutlich abknickt und die gespeicherte Energie nur etwa linear (anstatt quadratisch) mit der Ladespannung zunimmt. Für die Sättigung ist vor allem das Abräumen der gespeicherten Energie im vom Laserpuls durchleuchteten Teil des Titan:Saphir-Kristalls verantwortlich. Zwar wird diese Energie zum Teil durch die während der Umlaufphase leuchtenden Blitzlampen ersetzt, jedoch ist das wegen der kurzen Umlaufdauer der Laserpulse von 16 ns nur in geringem Maß möglich. Die Schleifenverstärkung nimmt schon vor Erreichen der Sättigung deutlich ab, so dass im Sättigungsfall die letzten Umläufe ohne großen Energiegewinn stattfinden. Dies ist in Abb. 2.36 deutlich zu erkennen. Bis zum 10. Umlauf nimmt hier die Energie des umlaufenden Laserpulses noch zu. Doch schon beim 11. Umlauf nimmt sie wieder ab, da die resonatorinternen

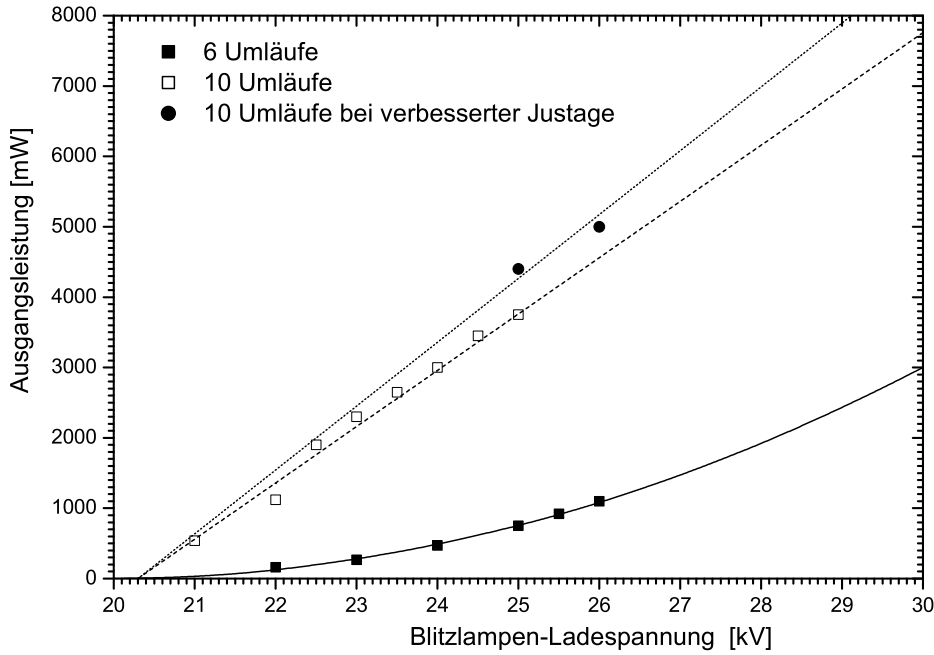


Abbildung 2.34: Ausgangsleistung in Abhängigkeit von Ladespannung der Blitzlampen bei einer Wiederholrate von 20 Hz. Wie erwartet steigt die Ausgangsenergie bei wenigen Umläufen wie der Kleinsignalverstärkungsfaktor linear mit der Pumpenergie (d.h. quadratisch mit der Ladespannung). Im Sättigungsfall (hier bei 10 Umläufen) stehen der Schleifenverstärkung ebenbürtige Umlaufverluste gegenüber. Die Ausgangsenergie in Sättigung hängt abzüglich der Verluste linear von der im Kristall gespeicherten Energie ab. Diese nimmt wiederum wegen der spektralen Verschiebung der Blitzlampenemission mit steigender Ladespannung nur deutlich unterproportional mit der Pumpenergie und somit etwa linear mit der Ladespannung zu. Alleine durch die geplante Steigerung der Ladespannung bis auf 30 kV könnte die Ausgangsenergie in der Systemkonfiguration, die dieser Messung zu Grunde liegt, auf etwa 400 mJ gesteigert werden.

Verluste größer werden als die zusätzlich extrahierte Energie.

Optische Verluste

Die im Ringresonator erzielten Werte für die maximale Schleifenverstärkung sind kleiner als der Kleinsignalverstärkungsfaktor (siehe 2.4.6.3), da in die Schleifenverstärkung auch die Umlaufverluste im Ringresonator eingehen. Das ist die Summe aller Reflektionsverluste an den optischen Oberflächen der Komponenten, divergenter Strahlenteile, die durch Lochblenden ausgefiltert werden, sowie parasitäre Reflexe im Glan-Prisma und parasitärer Absorptionen im Titan:Saphir-Kristall selbst. Allein bei einem Umlauf passiert der Laserpuls 22 optische Oberflächen. Sämtliche Oberflächen sind in höchster Qualität, aber breitbandig entspiegelt. Daher betragen die Reflektionsverluste bei Wellenlängen von 800 nm bis 830 nm an jeder Oberfläche etwa 0.2% bis 0.5%. Ausmultipliziert ergibt sich damit ein maximal möglicher Verlust von

$$1 - 0.995^{22} = 0.10441 \quad (2.63)$$

allein an direkten Reflektionsverlusten für jeden Umlauf. Ursächlich für diese vergleichsweise schlechten Werte ist die Breitbandigkeit der Antireflexbeschichtungen die für den gesamten Abstimmbe-

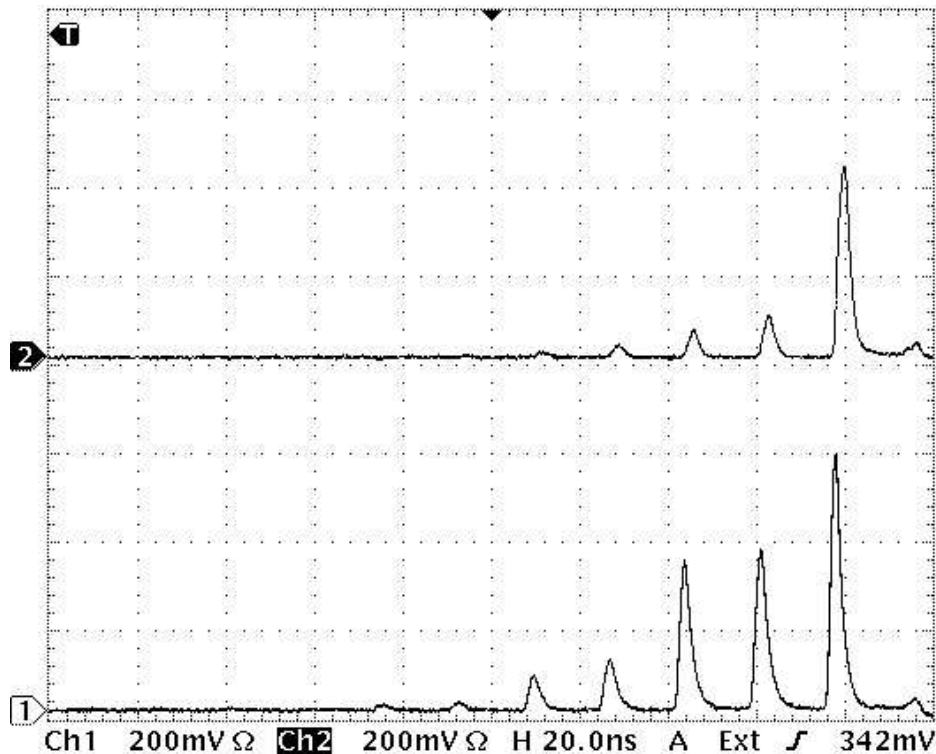


Abbildung 2.35: Periodische Schwankungen in der Schleifenverstärkung als Folge einer schlechten zur optischen Achse nicht symmetrischen Justage. Die untere Kurve zeigt den umlaufenden Puls, die obere Kurve zeigt das mit dem Glan-Prisma ausgekoppelte Licht. Die hohe Auskoppelungsrate bereits deutlich vor dem eigentlichen Auskoppelzeitpunkt ist ebenfalls ein Hinweis auf unzureichende Justage.

reich des Titan:Saphir-Verstärkers ausgelegt sind. Das Optimum der Antireflexbeschichtungen entspricht in etwa der LIDAR-Wellenlänge von 817 nm. An den Grenzen des Abstimmbereichs steigt der reflektierte Anteil jedoch teilweise bis auf 2%, was einen Umlaufverlust von ca. 36% zur Folge hat. Zusätzlich spielen Reflektionsverluste im Glan-Prisma eine große Rolle. Das Glan-Prisma generiert bei durchlaufendem Strahl einen parasitären Reflex, der sehr empfindlich auf den Einfallswinkel der Laserpulse reagiert und der Werte zwischen 2% und 10% annehmen kann. Dieser Reflex wird umso schwächer, je mehr sich der Einfallswinkel auch in durchlaufender Polarisation der Totalreflektion an der Grenzschicht nähert. Die Verluste im Titan:Saphir-Kristall liegen bei 800 nm ebenfalls in der Größenordnung von 10%, so dass insgesamt von resonatorinternen Verlusten von mindestens 20% ausgegangen werden kann. Durch die hohe Schleifenverstärkung sind aber nur die Verluste der letzten Umläufe der Ausgangsenergie wesentlich abträglich. Um die Verluste zu verringern, wurden kürzlich neue Beschichtungen für die Optiken, sowie ein neues Glan-Prisma beschafft, dessen Schnittwinkel noch knapper am Grenzwinkel zur Totalreflektion liegt. Außerdem sind die Seitenflächen des neuen Glan-Prismas senkrecht zur Strahlrichtung orientiert, so dass es bei einem Wechsel der Wellenlänge nicht zu dispersiven Effekten kommt.

Maximale Ausgangsenergie

Die maximale jeweils erzielte Pulsenergie war lange durch die bereits beschriebenen Schwierigkeiten durch "Hot Spots", Luftdurchbrüche und den Astigmatismus der thermischen Linse limitiert. Nach wie vor setzt die weiter unten beschriebene Hochspannungsproblematik Grenzen. Es können im Sättigungsfall maximal etwa 60% der im Titan:Saphir-Kristall gespeicherten Energie extrahiert

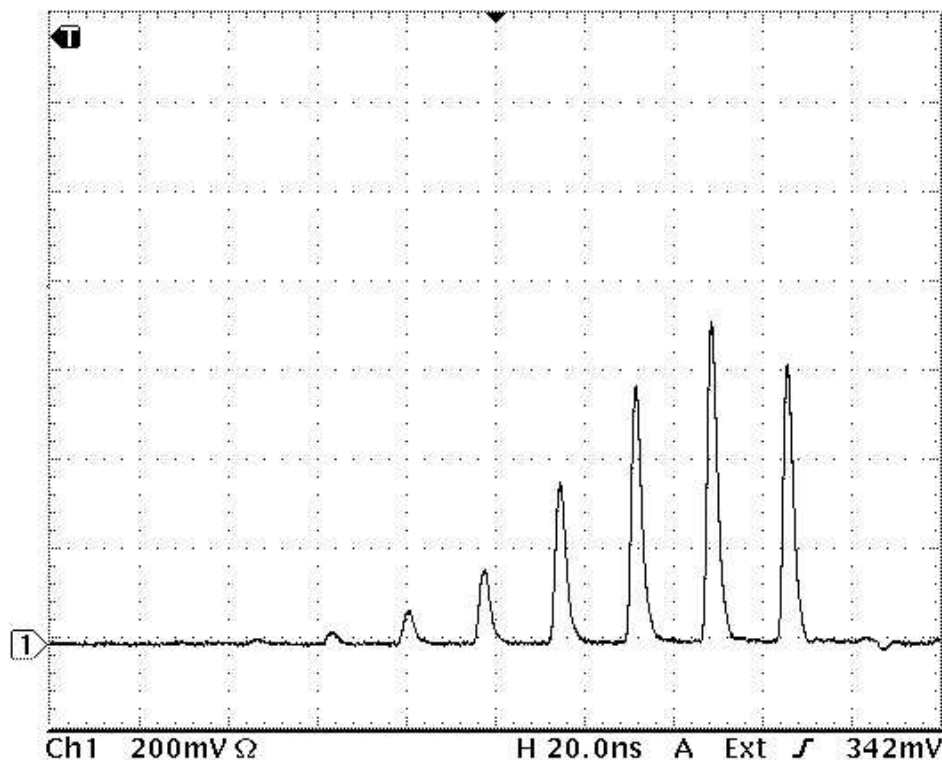


Abbildung 2.36: Nach 10 Umläufen ist die Sättigung erreicht. Schon beim 11. Umlauf nimmt die Schleifenverstärkung deutlich ab. Der größte Teil der Energie im Titan:Saphir-Kristall ist abgeräumt und die Verluste im Ringresonator werden größer als die zusätzlich extrahierbare Energie. Der nach dem Auskoppeln im Resonator verbleibende Restpuls wird auch nicht mehr großartig verstärkt. Im Vergleich zu Abb. 2.29 ist der Restpuls kaum zu erkennen. Dass die Sättigung bereits nach 10 Umläufen eintritt, ist auch ein Beleg für die gute Justage des Systems.

werden. Davon müssen noch optische Verluste im Ringresonator sowie die von Hoffstädt [1995] auf etwa 10% geschätzten parasitären Absorptionen im Kristall abgezogen werden. Wenn sämtliche Verluste zu etwa 20% angenommen werden, wird die maximale Ausgangsenergie letztlich etwa die Hälfte der im Kristall gespeicherten Energie ausmachen, also etwa 670 mJ. Wie Abbildung 2.34 zeigt, sollte sich die Ausgangsenergie allein durch eine Erhöhung der Ladespannung bis auf 30 kV sowie den Einsatz verbesserter Optiken mit geringeren Reflektionsverlusten bis auf etwa 400 mJ steigern lassen. Die Ausleuchtung des Kristallvolumens liegt derzeit mit einem Strahldurchmesser von 7 mm aus Sicherheitsgründen nur bei etwa 50%. Durch eine Vergrößerung des Strahldurchmessers auf 9 mm würde die Ausgangsenergie noch einmal um den Faktor 1.6 steigen, womit eine maximale Ausgangsenergie um 640 mJ als realistisches Ziel angesehen werden kann. Allerdings muss die Ausleuchtung der Randbereiche des zylinderförmigen Titan:Saphir-Kristalls unbedingt vermieden werden. Die mögliche Totalreflektion an der gekrümmten Oberfläche ist sehr kritisch in Bezug auf die Bildung von Fokalbereichen innerhalb des Kristalls, die ein enormes Zerstörpotential besitzen können. Darüber hinaus wäre durch Beugungseffekte an der Eingangs- und Ausgangsblende wieder verstärkt mit "hot spots" zu rechnen. Eine weitere Steigerung der Ausgangspulsenergie ist nach Einbau der oben genannten verlustärmeren Optiken zu erwarten.

Eingangsdynamik

Interessante Ergebnisse brachte eine Untersuchung der Abhängigkeit der Ausgangspulsenergie von der Eingangspulsenergie. Verstärkung wurde dabei bis zu sehr niedrigen Eingangsenergien beob-

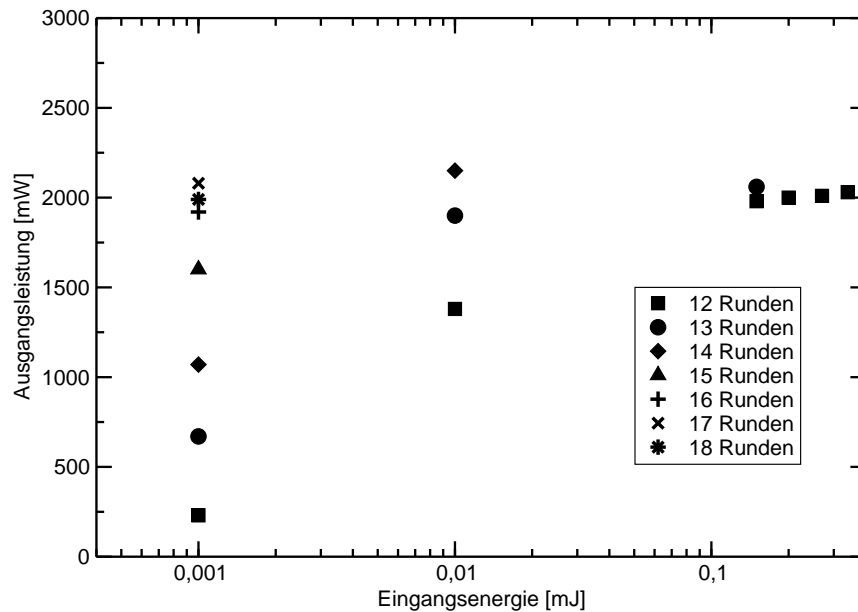


Abbildung 2.37: Die Eingangsdynamik des Titan:Saphir-Verstärkers liefert über einen weiten Bereich der Eingangsenergie eine konstante Ausgangsenergie im gesättigten Betrieb. Dabei wurde die Eingangsenergie bis auf $1 \mu\text{J}$ abgeschwächt.

achtet. Dazu wurde die Energie der Eingangspulse mit Neutralglasfiltern stufenweise von 0.5 mJ bis auf etwa $1 \mu\text{J}$ abgeschwächt. Der Rundenzahl im Titan:Saphir-Verstärker wurde dabei jeweils stufenweise erhöht, bis der Sättigungsfall mit maximaler Ausgangsenergie gegeben war. Es zeigte sich, dass die Ausgangspulsenergie im Sättigungsfall praktisch nicht von der Eingangspulsenergie abhängig ist. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 2.37 dargestellt.

Hingegen musste für kleinere Eingangspulsenergien die Rundenzahl bis zum Erreichen des Sättigungsfalls erheblich vergrößert werden. Waren bei 0.5 mJ Eingangsenergie etwa 12 Runden zum Erreichen der Sättigung nötig, so brauchte es bei $1 \mu\text{J}$ Eingangsenergie immerhin 18 Umläufe. Dieser Umstand hat den zunächst verblüffenden Nebeneffekt, dass bei im Sättigungsfall festgehaltener Rundenzahl die Ausgangsenergie sogar deutlich abnimmt, wenn man die Eingangsenergie vergrößert! Dieses Verhalten ist jedoch verständlich angesichts der Tatsache, dass bei Erreichen der Sättigung die Pulsenergie mit jeder weiteren Runde durch parasitäre Verluste und Mangel an gespeicherter Energie im Titan:Saphir-Kristall stark abnimmt. Von großem Vorteil kann dieses eigentümliche Verhalten in Bezug auf die Reduktion von Fluktuationen der Ausgangspulsenergie sein. Wenn die Ausgangspulsenergie maximal, d.h. in Sättigung bzgl. mittlerer Werte der Eingangsenergie ist, dann wirken sich Fluktuationen der Eingangsenergie bis zu einem gewissen Grad nur unmerklich auf die Ausgangsenergie aus. Erst wenn die Fluktuation auf der Eingangsseite so groß wird, dass eine andere Rundenzahl bis zum Erreichen der Sättigung erforderlich wäre, schlägt sich das deutlich in der Ausgangsenergie nieder.

2.4.6.9 Hochspannungstechnik

Ein völlig unvorhergesehenes Problem trat in Bezug auf die hohen Betriebsspannungen der Blitzlampen von bis zu 30 kV bei der Wiedereinbetriebnahme im Schneefernerhaus in 2700 m Höhe über NN auf. Der Luftdruck in dieser Höhe beträgt nur noch ca. 730 mbar , wodurch die Durchschlagsfestigkeit der Luft deutlich herabgesetzt ist. Bei einem ersten Test führte eine Ladespannung von 27 kV zu einem Funkenüberschlag von ca. 0.15 m Länge, bei dem sich die gesamte Kapazität der Ladekondensatoren mit einem lauten Knall entlud. Leider wurden dabei auch einige elektronische

Komponenten der Lasersteuerung in Mitleidenschaft gezogen, die erst nach und nach wieder instand gesetzt werden konnten. Um dieses Problem in den Griff zu bekommen, wurde der gesamte Hochspannungsteil der Anlage auf Abstände und scharfkantige Metallteile untersucht. Im Hochspannungsnetzteil wurde ein Teflonbecher eingebaut, der einen Polschuh des Hochspannungstransformators abdeckt. Darüber hinaus wurden in der Nähe befindliche und scharfkantige Blechteile entgratet. Ein größeres Problem gab es jedoch im Hochspannungsteil mit der Kondensatorbatterie für die Blitzlampen. Hier kam es ab Betriebsspannungen von 23 kV immer wieder zu Hochspannungsüberschlägen zwischen den Polschuhen der Kondensatoren. Teilweise schlugen die Funkenentladungen auch durch ein Kondensatorgehäuse, was letztlich zu einer Leckage mit Ölverlust und einem Totalausfall des Kondensators führte. Die Kondensatoren mit einer Kapazität von $0.5 \mu\text{F}$ und einer Spannungsfestigkeit von 30 kV und einer Stromfestigkeit bis 7000 A sind nicht als Serienbauteile am Markt erhältlich. Nach mühevoller Recherche konnte schließlich der Hersteller (*Maxwell*) für die Originalbauteile ausfindig gemacht werden, der inzwischen von einem Großunternehmen übernommen worden war. Es wurde die Herstellung von zwei kompletten Kondensatorsätzen in Auftrag gegeben, was leider mit einer erheblichen Wartezeit verbunden war. Um derartige Probleme zukünftig zu vermeiden, wurden die neuen Kondensatoren in eine 50 l fassende Ölwanne eingebaut, in welcher sie komplett in Öl getaucht werden können. Die Wanne wurde mit Transformatoröl vom Typ "ARAL Isolan TT" befüllt und luftdicht verschlossen, um die Bindung von Luftfeuchtigkeit im Öl zu vermeiden. Durch diese Maßnahmen war ein stabiler Betrieb bis 26 kV möglich. Bei 27 kV waren jedoch bei geöffnetem Hochspannungsteil schon wieder "typische elektrische Geräusche" wahrnehmbar, die einen Hochspannungsüberschlag oftmals ankündigen. Daher wurde auf Betriebsspannungen über 26 kV vorerst verzichtet, bevor eine weitere Nachbesserung durchgeführt ist.

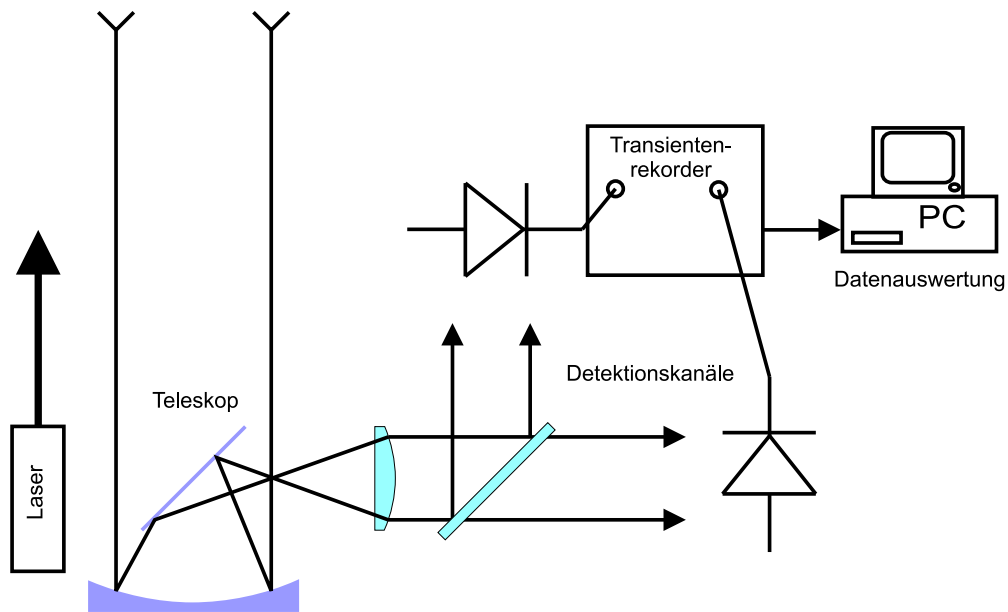


Abbildung 2.38: Prinzipieller Aufbau des LIDAR-Empfängers mit Aufteilung in Nahbereichs- und Fernbereichskanal sowie Transientenrekordern zur Signalerfassung.

2.5 Aufbau des LIDAR-Empfängers

Das LIDAR-Empfangssystem des Wasserdampf-DIALs besteht im wesentlichen aus drei Komponenten, dem Empfangsteleskop, dem Detektionsteil und einem Transientenrekorder¹³ für die Signalerfassung. Das Empfangssystem soll eine möglichst hohe Ausbeute des rückgestreuten Lichts ermöglichen, um einen möglichst großen Signal-Rausch-Abstand zu erreichen. Dies erfordert den Einsatz eines möglichst großen Empfangsteleskops (Durchmesser $> 0.5\text{ m}$), dessen Größe wegen der hohen Kosten allerdings enge Grenzen gesetzt sind. Wegen der $1/r^2$ -Entfernungsabhängigkeit der Rückstreuintensität ist ein linearer Messbereich über 5 Größenordnungen gefordert, was den Einsatz besonderer Detektoren und Transientenrekorder erforderlich macht. Die Herausforderung beim Aufbau des Empfängers besteht vor allem darin, den Laserstrahl im gesamten Messbereich auf die nur 3 mm großen Avalanche-Fotodioden (APD) abzubilden. Um die sehr große Dynamik des LIDAR-Signals besser verarbeiten zu können, erfolgt eine optische Aufteilung in Nah- und Fernbereich. Der Nahbereich beginnt etwa 300 m über dem Labor, dort wo der Laserstrahl in das Teleskopblickfeld eintritt und reicht bis etwa 1500 m Entfernung. Ab hier schließt sich mit einer gewissen Überlappung der Fernbereich an. Für die Tageslichtunterdrückung muss zusätzlich das einfallende Licht spektral auf die verwendeten LIDAR-Wellenlängen gefiltert werden, eine Maßnahme, ohne die DIAL-Messungen am Tag gar nicht möglich wären. Ebenso müssen die Detektoren so gut wie möglich gegen Streulicht aus dem Labor abgeschirmt werden, weshalb sich der gesamte Detektionsteil in einem lichtdichten Gehäuse befindet.

2.5.1 Optischer Aufbau

Die Empfangsoptik muss so ausgelegt sein, dass der ausgesendete Laserstrahl im gesamten zu detektierenden Höhenbereich im "Blickfeld" der Detektoren liegt. Die Konstruktion einer derartigen Optik ist nicht einfach, weil der 0.65 m große Hauptspiegel sowie der gesamte Nah- und Fernbereich

¹³Jeder Detektionskanal verfügt über einen eigenen Transientenrekorder. In diesem wird das jeweilige LIDAR-Signal zeitlich aufgelöst und digital gespeichert. Aus Gründen der Einfachheit wird die Gesamtheit aller verwendeten Transientenrekorder, die sich in einem gemeinsamen Gehäuse befinden, auch schlicht als Transientenrekorder bezeichnet.

stabil auf die nur 3 mm großen Fotodioden abgebildet werden müssen. Dabei spielt die durch den Abstand von Teleskopachse und ausgesendetem Laserstrahl vorgegebene Parallaxe eine entscheidende Rolle. Andererseits vereinfacht die Parallaxe die optische Trennung von Nah- und Fernbereich mit einer Schlitzblende. Der minimal mögliche Abstand von Teleskopachse und Aussendespiegel ist etwas größer als der halbe Teleskopdurchmesser. Die alternative Variante, den Laserstrahl koaxial in der optischen Achse des Teleskops auszusenden, würde die optische Anordnung in vielerlei Hinsicht erleichtern, weil der auf die Detektoren abzubildende Laserstrahl kein "wanderndes" Abbild erzeugen würde. Die koaxiale Aussendung ist aber nachteilig hinsichtlich der Unterdrückung von unerwünschtem Streulicht im Teleskop. Ebenso wäre die saubere optische Trennung von Nah- und Fernbereich dann nicht mehr so einfach möglich.

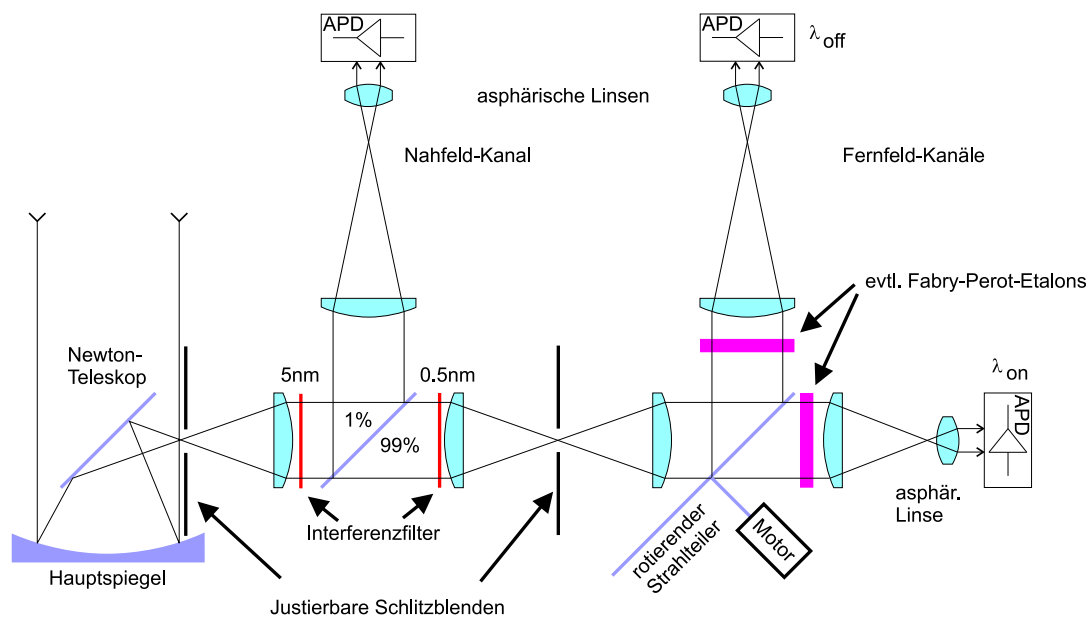


Abbildung 2.39: Aufbau des LIDAR-Empfangssystems mit Auftrennung in einen Nahbereichskanal und zwei Fernbereichskanäle. Die justierbaren Schlitzblenden dienen zur Trennung von Nah- und Fernbereich sowie zur primären Ausblendung von Tageshintergrundlicht. Die Aufteilung des Fernbereichs in zwei Kanäle für die beiden LIDAR-Wellenlängen erlaubt eine effektivere Tageslichtunterdrückung mit Fabry-Perot-Filtern.

Der optische Aufbau wird durch drei Faktoren bestimmt, den großen Teleskopspiegel, die kleinen Detektorflächen und die strenge Forderung, die Detektorflächen exakt in die Bildebene des Teleskop-Hauptspiegels zu stellen bzw. alle weiteren transmittierenden Optiken in die Nähe eines Zwischenbildes des Teleskopspiegels. Die Austrittspupillen, in der sich die Detektoren und näherungsweise auch die Optiken befinden, sind praktisch unempfindlich gegen Strahl-Dejustagen und die transversale Strahlwanderung beim Übergang von Nah- zu Fernbereich. Hieraus ergibt sich ein Aufbau mit mehreren Zwischenbildern für Strahlteiler und Frequenzfilter mit kurzbrennweitigen Linsen zur Eingrenzung der Strahldurchmesser. Der Aufbau ist in Abb. 2.39 dargestellt. Linsen mit kurzer Brennweite sind aufgrund der Verstärkung von Dejustagen des Lichtstrahls an den stark gekrümmten Oberflächen nachteilhaft. Gleichzeitig sollte der kollimierte Strahldurchmesser auf 50 mm begrenzt bleiben, weil die schmalbandigen Interferenzfilter (siehe unten) nicht beliebig groß hergestellt werden können. Als Kompromiss ergab sich eine Brennweite von 100 mm für die Kollimierlinsen. Bevorzugt wird ein Aufbau mit Linsenpaaren im Abstand von $2f$, bei denen das Zwischenbild des Hauptspiegels in der Mitte zwischen zwei Linsen liegt. Dieser Aufbau erlaubt eine recht gute Kompensation von Strahlwanderungen, die bei kleinen Krümmungsradien der Linsenflächen ein Problem darstellen können.

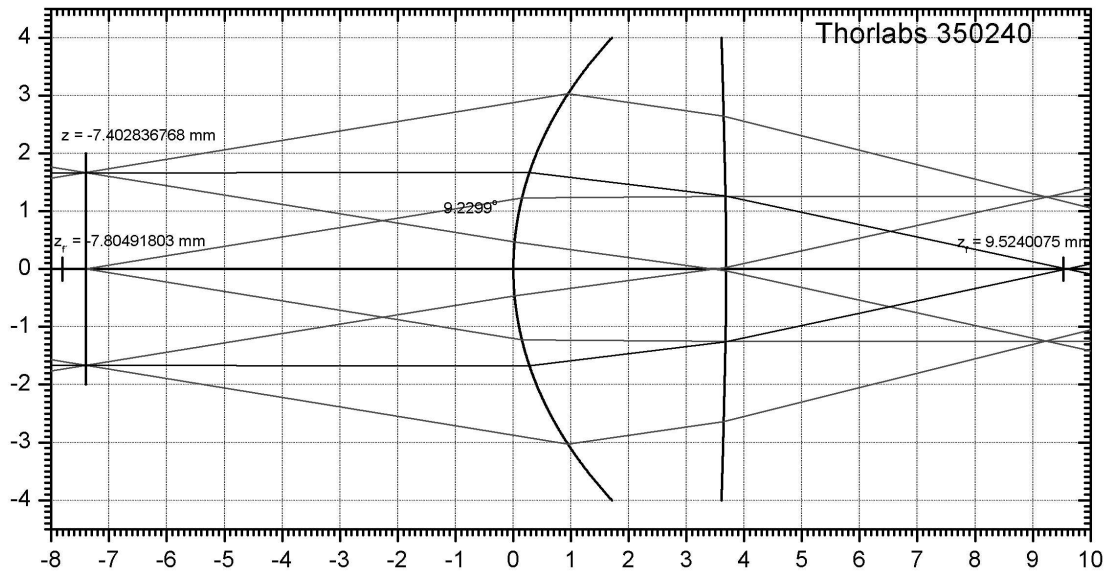


Abbildung 2.40: Um das "wandernde" Strahlbild auf die Detektoren abzubilden, kommt eine asphärische Speziallinse zum Einsatz. Die stärker gekrümmte Seite ist zum einfallenden Licht hin orientiert, um Totalreflektionen an der Linseninnenseite zu vermeiden. Der kleine Linsendurchmesser erfordert es, die Fernbereichsstrahlen aus der optischen Achse an den Rand zu verschieben.

Die Abbildung des Hauptspiegels auf die Detektoren ist alles andere als trivial. Um das gesamte Blickfeld auf die nur 3 mm großen Dioden abzubilden, werden nach einem weiteren Zwischenfokus speziell gefertigte, besonders kurzbrennweitige, nichtsphärische Linsen ($f = 8$ mm, $\varnothing = 8$ mm, Hersteller: Thorlabs) eingesetzt. Diese direkt vor den Fotodioden fix montierten Linsen erlauben eine möglichst gute Untersetzung des maximalen Blickwinkels. Der Strahlengang durch die Linsen wurde mit einem "Raytracing"-Programm iterativ berechnet. Die Linsen sind bikonvex und mussten entgegen der üblichen Orientierung mit der stärker gekrümmten Seite zur Einfallsseite ausgerichtet werden, um die Totalreflektion achsenferner Strahlen an den stark gekrümmten Flächen der Linseninnenseite zu vermeiden (siehe Abbildung 2.40). Die Parallaxe zwischen Teleskopachse und Laserstrahl bewirkt im ungünstigsten Fall am Anfang des Nahbereichs einen Achsenabstand des Fokuspunktes vor dieser Linse von ca. 3 mm. Durch die starke Krümmung der Linse wird ein achsenparalleler und derart außerachsialer Strahl bereits bei ca. 3.4 mm Achsenabstand total an der Linsenoberfläche reflektiert, was eine kritische Justage erforderlich macht. Außerdem können diese extremen Austrittswinkel eine erhöhte Reflektivität der Linsenvergütungen nach sich ziehen, so dass bei der Auswertung eventuell winkelabhängige Korrekturterme eingeführt werden müssten. Sämtliche Linsen, Filter sind zur Vermeidung positions- und winkelabhängiger Reflektionsverluste um 800 nm antireflexbeschichtet (Fa. Laseroptik).

2.5.1.1 Empfangsteleskop

Da die Menge des aufgefangenen Lichts proportional zur Teleskopfläche ist, ist ein möglichst großer Durchmesser des Teleskopspiegels wünschenswert. Die extrem nichtlinear mit dem Teleskopdurchmesser wachsenden Kosten für den Hauptspiegel limitieren dessen Durchmesser auf Werte unter 1 m. Eine Obergrenze ist auch durch den Deckendurchbruch im Schneefernerhaus gegeben, welcher wegen der Größe der Öffnung in der ausgewählten Kuppel auf 0.80 m begrenzt wurde. In der Bauausführung wurde die Spaltgröße ärgerlicherweise ohne Rücksprache auf 0.70 m reduziert, wobei ein Nachmessen sogar Engstellen mit einer Weite von nur 0.67 m und 0.68 m ergab. Daher wurde

ein Spiegel mit 0.65 m Durchmesser bestellt (Lieferant: *Astro Optik Philipp Keller*). Dessen Kosten konnten durch Fertigung in Russland sogar auf unter die in der Kalkulation angenommenen $20 \cdot 10^3$ DM gedrückt werden. Die Anforderungen an den Spiegel sind bei LIDAR-Messungen bei weitem nicht so hoch wie bei astronomischen Anwendungen. Dennoch zeigt das interferometrische Messdiagramm für den Spiegel, dass das Streulicht bei Annahme eines perfekt kollimierten Laserstrahls und ruhender Atmosphäre sich auf deutlich unter 0.05 mm Durchmesser fokussieren lassen wird. Der Spiegel hat eine für diese Größe relativ kleine Brennweite von 2 m, um eine akzeptable Bauhöhe des Teleskops innerhalb des Labors zu erlauben. Der Newton-Umlenkspiegel ist in einer Höhe von knapp 1.7 m angebracht. Das Lichtbündel wird in dieser Höhe in den Detektionsteil gelenkt und in zwei oder drei Detektionskanäle aufgeteilt. Das gesamte Teleskop mit Empfangsteil steht auf der gleichen schwingungsgedämpften Platte wie das Lasersystem und ist dadurch quasi steif mit diesem verbunden. Zur optischen Abdichtung und thermischen Isolierung des Labors gegen die durch die geöffnete Kuppel eindringende kalte Außenluft wurde das Teleskop mit einem leicht zugänglichen Schacht aus herausnehmbaren Isolierplatten lichtdicht umwandet. Der Schacht hängt an Wand und Decke und hat keinen mechanischen Kontakt mit dem Teleskop oder der Bodenplatte, um somit die Übertragung von Gebäudeschwingungen auf dieselbe zu verhindern. Der Teleskopspiegel liegt auf einem justierbaren Dreibein direkt auf der Bodenplatte. Der Detektionsteil befindet sich außerhalb des Schachts in etwa 1.7 m Höhe über dem Teleskopspiegel in einem extrem steifen Turm aus Profilschienen, der fest mit der Bodenplatte verschraubt ist. Der Newton-Umlenkspiegel wird von einem Ausleger des Turms mit zwei hochkant im Lichtweg des Teleskops stehenden und in den Schacht hineinragenden Alublechen getragen. Um die thermische Ausdehnung der Alubleche bei Temperaturschwankungen im Inneren des Schachts und somit eine thermisch bedingte optische Dejustage zu verhindern, sind diese Alubleche mit Heizfolien versehen und können mit Hilfe einer elektronischen Regelung auf konstanter Temperatur gehalten werden. Darüber hinaus dient der Schacht der Abschottung gegen Streulicht aus dem Labor. Zur besseren Dämpfung von Tagesstreulicht aus der geöffneten Kuppel wurde die Schachtinnenseite sowie der Deckendurchbruch mattschwarz lackiert.

2.5.1.2 Detektionsteil

Trennung von Nah- und Fernbereich

Die hohe Dynamik des rückgestreuten Lichts infolge der $1/r^2$ -Entfernungsabhängigkeit und der Extinktion des Lichts in der Atmosphäre erfordert eine Aufteilung der Detektion in Nah- und Fernbereichskanäle. Eine alternative Variante wäre die Verwendung von zwei räumlich getrennten Teleskopen für Nah- und Fernbereich mit jeweils eigenem Detektionsteil, die messtechnisch vorteilhaft ist und bereits erfolgreich beim stationären Ozon-LIDAR des IMK-IFU eingesetzt wurde. Allerdings vergrößert sich dadurch der optische und elektronische Aufwand erheblich und damit steigen auch die Kosten. Das Wasserdampf-DIAL kommt jedoch mit einem Teleskop aus, wobei im Detektionsteil selbst eine Aufteilung des aufgefangenen Lichts in einen Nahbereich und einen Fernbereich erfolgt. Für den Nahbereich wird dazu mit einem Strahlteiler 1% des Lichts aus dem Strahlengang ausgekoppelt und einem eigenen Empfangskanal zugeführt. Die verbleibenden 99% werden einem oder zwei weiteren Empfangskanälen für den Fernbereich zugeführt, wobei das Nahbereichslicht mit einer Schlitzblende vor Eintritt in den Fernbereichsteil ausgeblendet wird, um ein Übersteuern der Detektoren durch das viel zu starke Nahbereichslicht zu verhindern. Damit das Ausblenden des Nahbereichs und der Übergang zum Fernbereich stabil funktionieren, ist eine extrem gute Richtungsstabilität des Laserstrahls erforderlich. Diese Voraussetzung ist bei dem hier entwickelten Lasersystem hinreichend gegeben.

Der Nahbereich beginnt in einer Entfernung von etwa 300 m, was einwandfreie Messungen ab Zugspitz-Gipfelhöhe und somit Parallelmessungen mit dem spektral hochauflösenden Fouriertransform-Spektrometer des IMK-IFU auf der Gipfelstation ermöglicht. Der Fernbereich beginnt dann bei ca. 1500 m. Für den Nahbereich genügt ein einzelner Detektor. Da die Laserpulse für λ_{on} und λ_{off} alternierend ausgesendet werden, ist eine zeitliche und räumliche Trennung der Detektion für die jeweilige Wellenlänge möglich.

Für eine bessere Anpassung der Dynamik zwischen den beiden LIDAR-Wellenlängen im Fernbereich ist im Rahmen einer weiteren Entwicklung des Systems der Einbau einer rotierenden halbseitig bedampften Strahlteilerplatte vorgesehen, wie dies in Abbildung 2.39 angedeutet ist. Mit dieser Platte kann alternierend und synchron mit dem Hin- und Herschalten zwischen den beiden LIDAR-Wellenlängen die Empfindlichkeit der Fernbereichskanäle variiert werden, sowie eine nahezu verlustfreie Aufteilung in einen λ_{on} - und einen λ_{off} -Kanal vorgenommen werden.

Tageslichtunterdrückung

Um störendes Hintergrundlicht weitmöglichst zu reduzieren, muss das "Blickfeld" des LIDAR-Empfängers zunächst so gut wie möglich auf den Laserstrahl selbst begrenzt werden. Dies wird für den Nahbereich mit Hilfe einer Schlitzblende im Fokus des Hauptspiegels und für den Fernbereich mit der ohnehin zur Ausblendung des Nahbereichslichts vorhandenen Schlitzblende im ersten Zwischenfokus realisiert. Zusätzlich muss der Tageslichthintergrund mit Hilfe außerordentlich schmalbandiger, nur bei den LIDAR-Wellenlängen transparenter Filter unterdrückt werden (siehe Abb. 2.39).

Weil es im Nahbereich wegen der Parallaxe von Teleskop und Laserstrahl zu einer relativ großen Variabilität des Einfallswinkels des rückgestreuten Lichts kommt, muss der erste Tageslichtfilter vor der Abtrennung des Nahbereichs vergleichsweise breitbandig ausfallen, da die vom Filter transmittierte Wellenlänge recht empfindlich auf den Einfallswinkel reagiert. Daher kommt hier ein Filter (Hersteller: *Barr*) mit einer Halbwertsbreite von 5 nm zum Einsatz. Obwohl dieser noch vergleichsweise viel Tageslicht passieren lässt (mit bloßem Auge deutlich sichtbar), hat dies wegen des sehr starken Rückstreulichts im Nahbereich keinen gravierenden Einfluss auf das Signal-Rausch-Verhältnis. Im Fernbereich, wo die Winkeldynamik nur noch etwa 1 mrad beträgt, wird ein schmalbandiger Filter mit einer Breite von nur 0.5 nm (Hersteller: *Barr*) eingesetzt. Diese Breite lässt gerade noch ausreichend Spielraum für eine geeignete Wahl von λ_{on} und λ_{off} im Umfeld einiger weniger Absorptionslinien von Wasserdampf. Allerdings muss der Strahl auf 32.5 mm aufgeweitet werden, um für die Winkeldynamik $\Delta\lambda \leq 0.1$ nm zu gewährleisten.

Die geplante Aufteilung des Fernbereichs in zwei räumlich getrennte Detektionskanäle für die beiden LIDAR-Wellenlängen (siehe oben) hätte den Vorteil, dass zur verbesserten Tageslichtunterdrückung zwei sehr schmalbandige Filter eingesetzt werden könnten, die jeweils nur Licht der Wellenlänge λ_{on} bzw. λ_{off} passieren lassen müssen. Allerdings würde eine sehr schmalbandige Filterung unter Umständen einen eigenen Filter für jede verwendete Wasserdampf-Absorptionslinie erfordern, was wiederum mit erheblichen Kosten verbunden wäre. Daher ist der Einsatz von zwei Detektoren mit jeweils sehr schmalen Fabry-Perot-Etalons als Filter erst dann vorgesehen, wenn durch Erfahrungswerte und nach Abschluss einer entsprechenden Auswahl die am besten geeigneten Absorptionslinien etabliert und definiert sind. Bis zu diesem Zeitpunkt wird das WasserdampfdIAL wie bisher mit nur einem Fernbereichskanal betrieben. Dieser Betriebsmodus hat sich unter verschiedenen Bedingungen als ausreichend empfindlich bewährt.

Detektoren

Als Detektoren kommen "Avalanche-Photo-Dioden" (APD) zum Einsatz (Fa. *Licel*), die sich gegenüber den bisher üblichen, für LIDAR-Messungen an der Nachweisgrenze verwendeten "Photomultiplier-Röhren" (PM) durch eine deutlich verbesserte Lichtquantenausbeute (APD: $\geq 70\%$, PM: $\leq 10\%$) und Linearität bei Wellenlängen über 800 nm auszeichnen. Allerdings sind die Detektordurchmesser mit 3 mm vergleichsweise klein. Ein Vergleich von APD und Fotovervielfacher zeigt Tabelle 2.1. Da die Verstärkung und entsprechend der Signalausgang bei den APDs um ein Vielfaches geringer als bei den PMs, ist für die APDs eine wesentlich aufwendigere elektronische Signalverarbeitung sowie Abschirmung gegen äußere elektromagnetische Störungen nötig. So muss bei der APD deutlich stärker elektronisch nachverstärkt werden, was jedoch ausgangsseitig einen erheblich größeren Rauschpegel nach sich zieht. Um diesen möglichst gering zu halten, befinden sich APD und Vorverstärker in geringstmöglichem Abstand in einem gemeinsamen temperaturstabilisierten und elektrisch abgeschirmten Gehäuse.

Specs @ 800nm	PM R7400U-20	APD C30902S
Empfindlichkeit	45 mA/W	512 mA/W
Quanteneffizienz	7%	77%
Interne Verstärkung	$5 \cdot 10^5$	$2.5 \cdot 10^2$
Vorverstärker	50 V/A	$1.1 \cdot 10^4$ V/A
Gesamtverstärkung	$1.125 \cdot 10^6$ V/W	$1.408 \cdot 10^6$ V/W
Durchmesser	8 mm	5 mm
Rauschen	27 μ V	250 μ V
NEP [0...10 MHz]	$7.6 \cdot 10^{-15}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$	$5.6 \cdot 10^{-14}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$

Tabelle 2.1: Direkter Vergleich von Fotovervielfacher (PM) und Avalanche-Foto-Diode (APD) im nahen Infrarot.

Im Fernbereich standen sowohl PM als auch APD sowie eine Kombinationen von beiden zur Diskussion. Das Photonen zählen ist zum Erzielen der maximalen Messgenauigkeit im Fernbereich unerlässlich, wofür normalerweise PMs eingesetzt werden. Jedoch ist die Empfindlichkeit der PMs, im geplanten Wellenlängenbereich schwach. Mittlerweile werden aber auch APD zunehmend zum Photonen zählen verwendet. Aus mehreren Gründen wird jedoch vorerst auf das Photonen zählen mit den APDs verzichtet.

- Laut den durchgeführten Simulationsrechnungen ist die Photonenzahl selbst jenseits von 10 km Höhe ausreichend hoch für eine lineare Analogmessung mit der APD. Bei der analogen Signalverarbeitung wird darüber hinaus der Einfluss des Resttageslichts reduziert.
- Simultanes Analogmessen und Photonen zählen ist mit einer APD nicht möglich. Für das Photonen zählen bei gleichzeitiger Analogmessung mit der APD müsste ein zusätzlicher Detektionskanal eingebaut werden, wodurch es zu Lichtverlusten käme. Außerdem würde der Aufbau um einiges komplexer ausfallen.
- Beim Photonen zählen muss das Licht wahrscheinlich bis in die Nähe der Laserbandbreite spektral gefiltert werden, was eine besonders aufwendige und teure Stabilisierungstechnik für die Etalons erfordert. Dies wäre auch hinsichtlich der Dopplerverbreiterung der Rayleigh-Streuung in der Atmosphäre problematisch (siehe Kapitel 2.3.3.3). Daher wurde entschieden, zwei oder drei (bei Aufteilung des Fernbereichs) APDs zu verwenden.

Die APDs werden in Sperrrichtung mit hoher Spannung knapp unterhalb der Durchbruchspannung betrieben. So können einfallende Photonen lawinenartige Durchbrüche mit einer hohen Signalverstärkung erzielen. Die angelegten Spannungen liegen typischerweise in einem Bereich zwischen 200 V und 300 V. Naheliegenderweise ist ein Betrieb knapp unterhalb des Durchbruchs mit einem recht hohen Eigenrauschen verbunden, dass sich nur durch sehr exakt definierte Betriebsbedingungen kontrollieren lässt. Daher sind die APDs mit präzisen Spannungsversorgungen, Vorverstärkern und einer Temperaturstabilisierung ausgestattet.

Bei einer spektralen Filterung im Fernbereichskanal bei 800 nm und einer Filterbreite von 0.5 nm steigt das Rauschen bei hohem Sonnenstand und blauem Himmel in einem senkrecht nach oben gerichtetem Blickfeld ausgangsseitig auf etwa den zweifachen Wert gegenüber dem Vorverstärkerrauschen bei absoluter Dunkelheit an (Siehe Abb. 2.42). Hier ist aufgrund der günstigeren Vorhersagen noch zu überprüfen, inwieweit noch nicht entdeckte Lichtlecks im Detektionssystem vorhanden sind.

2.5.2 Signalverarbeitung mit Transientenrekordern

Die analogen Empfangssignale aus den drei LIDAR-Detektoren (APDs) werden jeweils mit einem digitalen Transientenrekorder (*Licel*) erfasst. Die Transientenrekorder digitalisieren zunächst das analoge Eingangssignal und speichern dessen zeitlichen Verlauf. Die Analog-Digital-Wandlung hat

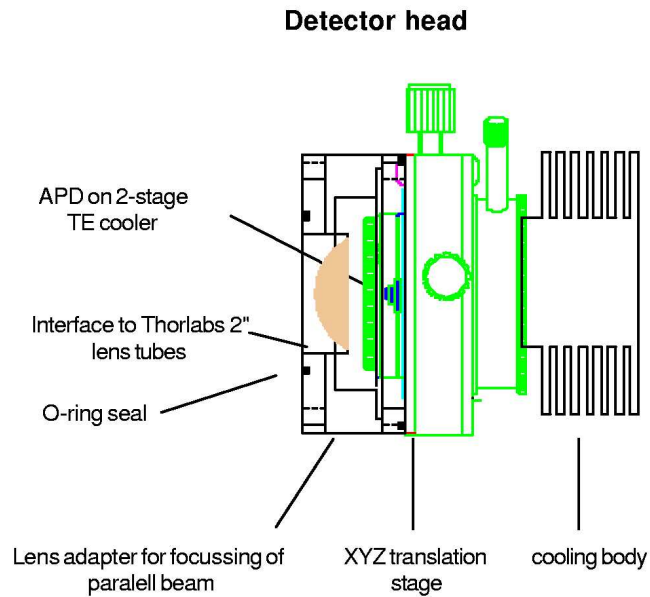


Abbildung 2.41: Aufbau der Avalanche-Foto-Dioden (APD) mit aufgesetzter asphärischer Linse, XYZ-Justierhalterung, Temperaturstabilisierung und integriertem Vorverstärker.

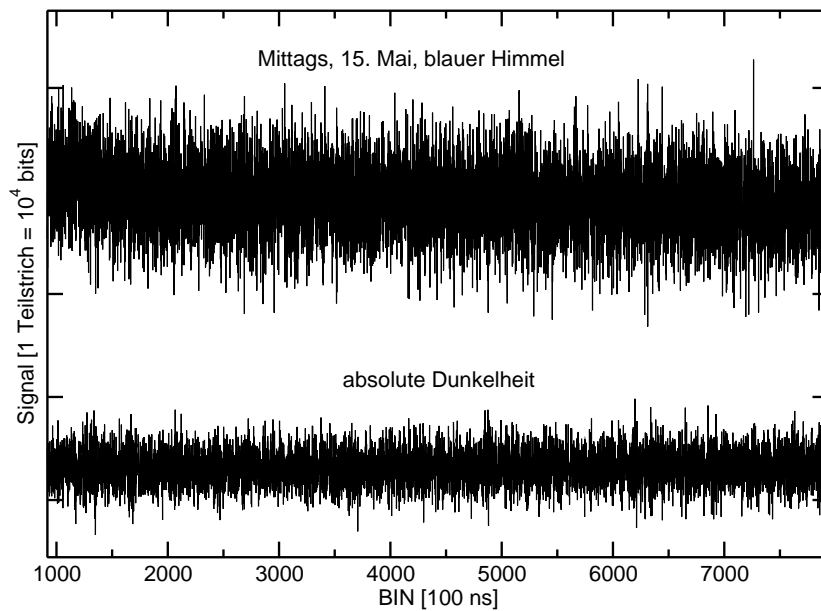


Abbildung 2.42: Detektorrauschen bei Dunkelheit und mit Tageslichthintergrund bei hohem Sonnenstand und 360 V Betriebsspannung. Die Durchbruchspannung läge bei Dunkelheit bei 367 V. Die Störung durch das Tageslicht liegt bei 800 nm und 0.5 nm Filterbreite nur in der gleichen Größenordnung wie das Detektor-Grundrauschen selbst. Für beide Messungen wurde über 5000 "Schüsse" aufsummiert, was typischen Schusszahlen bei LIDAR-Messungen entspricht.

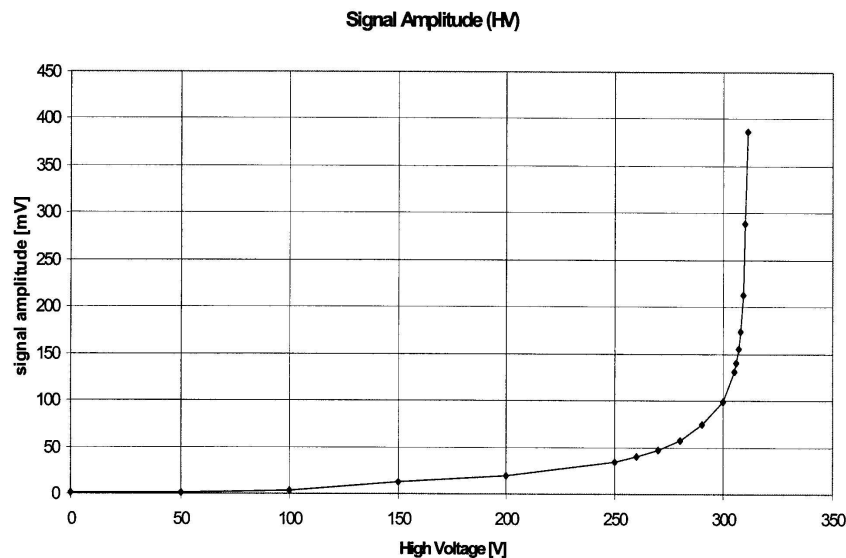


Abbildung 2.43: Höhe der APD-Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung bei einem Zählereignis. Der Durchbruch erfolgt bei dieser APD bereits bei 310 V. Der optimale Arbeitspunkt für einen möglichst empfindlichen Analogbetrieb liegt ca. 7 V bis 10 V unter maximalen Betriebsspannung.

eine Auflösung von 4096 Einzelstufen (12 bit) und drei Eingangsspannungsbereiche von 20 mV, 100 mV und 500 mV. Der Abtastvorgang wird durch einen externen Trigger synchron mit den vom LIDAR ausgesendeten Laserpulsen gestartet. Mit 16384 Zeitkanälen und einer Abtastrate von 20 MHz können der Transientenrekorder Signale bis zu einer Entfernung von 122.88 km kontinuierlich mit einer Auflösung von 7.5 m aufzeichnen. Die Registertiefe der einzelnen Zeitkanäle von insgesamt 24 bit erlaubt, dass ohne Überlauf mindestens 4096 LIDAR-Schüsse, deren Einzelwerte 12-bit-Zahlen sind, aufsummiert werden können. Die technischen Daten der Transientenrekorder sind in Tabelle 2.2 übersichtlich dargestellt.

Um einen ausreichend großen Signal-Rausch-Abstand der primären LIDAR-Signale zu erreichen, werden die Rückstreusignale aus vielen (bis zu 10^4) Schüssen aufsummiert. Nach Beendigung der Messung werden die aufsummierten Register ausgelesen und die Messwerte einer weiteren digitalen Verarbeitung zugeführt.

Für die Auswertung muss die "LIDAR-Gleichung" (siehe Kapitel 2.3.2.1) gelöst werden, um aus der differentiellen Absorption die Wasserdampfkonzentration zu berechnen. Die Lösung erfolgt numerisch mit einem Computerprogramm und ist mit einem gewissen Aufwand an Filterung und Fehlerkorrektur behaftet. Die spektroskopischen Besonderheiten der verwendeten Wasserdampfabsorptionslinien und deren Verhalten in verschiedenen Höhen müssen dabei detailliert berücksichtigt werden (siehe Kapitel 3.2).

Die drei Rekorder befinden sich zusammen mit den drei Spannungsversorgungsmodulen der Detektor-Dioden in einem gemeinsamen Gehäuse und können über eine gemeinsame Datenschnittstelle bedient und ausgelesen werden. Jeder der drei Transientenrekorder enthält zwei unabhängige, 16384 Kanäle zählende Register, die jeweils über einen eigenen Triggereingang für die Messwertaufzeichnung aktiviert werden können. Somit kann bei alternierendem Wechsel der beiden LIDAR-Wellenlängen λ_{on} und λ_{off} und bei entsprechender Ansteuerung der Triggereingänge ein Transientenrekorder mit **einem** Detektor für beide Wellenlängen benutzt werden. Für das DIAL ist das besonders vorteilhaft, weil sich die gesamte Empfangskette, vom Teleskop bis zur digitalen Messwertaufzeichnung für die beiden LIDAR-Wellenlängen **nicht** unterscheidet, wodurch sich etwaige differentielle Artefakte kompensieren lassen. Ein Prinzipschaltbild zeigt Abbildung 2.44.

Ein/Ausgänge:	
Signaleingang:	BNC, 50 Ohm, vorne
Trigger A:	BNC, 50 Ohm, vorne
Trigger B:	BNC, 50 Ohm, vorne
Host I/O:	50-pol bus., vorne
Anzeigen:	-Analog Eingangsbereich -Signal Übersteuerung -Trigger und Host I/O
Analogbetrieb:	
Signaleingangsbereich:	20mV , 100mV, 500 mV
A/D Auflösung:	12 Bit
Abtastrate:	$20 \cdot 10^6 / s$
LIDAR-Auflösung:	7.5m
Bandbreite:	DC-10 MHz
A/D differentielle Nichtlinearität:	typ. 0.65 LSB max. 1.25 LSB bei 25°C
A/D integrale Nichtlinearität:	typ. 1 LSB bei 25°C
Freier Dynamikbereich:	74 dB
S/N Einzelschuss:	66 dB bei 100mV und Eingangsbereich 100mV
Speichertiefe:	16 384 bins
Summationsspeicher:	2 channels 4094 Summationen
Repetitionsrate:	150 Hz bei 400fms Signal 75 Hz bei 800fs Signal
Schutzschaltung:	Clipping-Diode
Eingangsimpedanz:	50 Ohm
Eingangs-Kopplung:	DC
Trigger Delay und Jitter:	50 \pm 12.5 ns
Photonzählbetrieb:	
Max. Zählrate:	250 MHz
Threshold:	0-20 mV 0-100 mV
Diskriminator:	64 Stufen für jeden Eingangsbereich, Software-gesteuert 4094 Summationen
Eingangsimpedanz:	50 Ohm
Bandbreite:	10 MHz - 250 MHz Keine Totzeiten oder Überschneidungen zwischen den bins
Trigger:	
Impedanz:	50 Ohm
Schwelle und Flanke:	2.5 V, positiv

Tabelle 2.2: Technische Daten der im Wasserdampf-DIAL verwendeten Transientenrekorder.

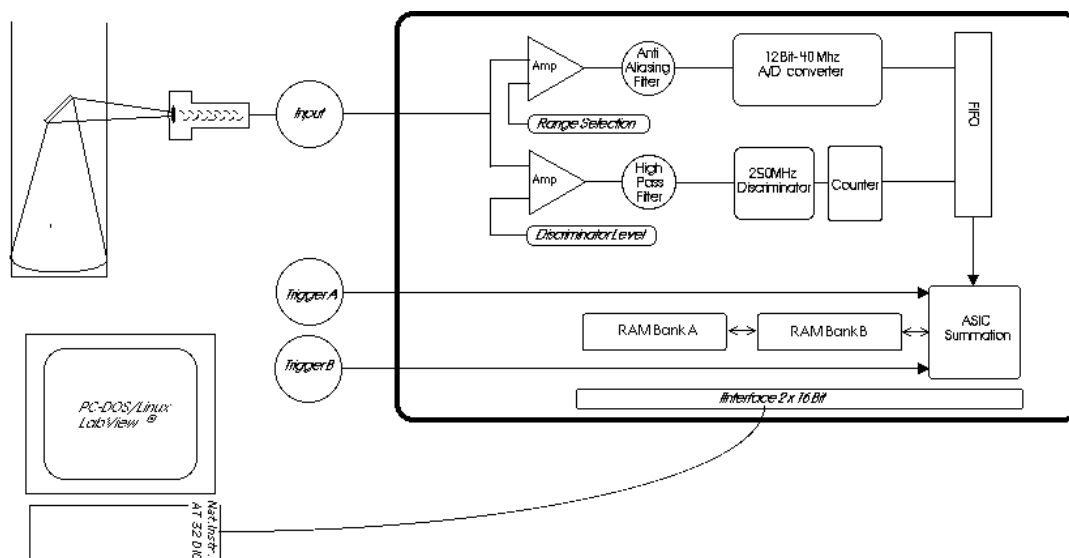


Abbildung 2.44: Schematische Darstellung der Transientenrekorder mit zwei Triggereingängen und der Möglichkeit Summierung vieler Einzelschussignale. (Bild mit freundlicher Genehmigung durch Licel).

Die drei Transientenrekorder werden über ein gemeinsames 24-bit-Parallelkabel von einem externen Rechner mit einer speziellen Parallelkarte gesteuert und ausgelesen. Dies gewährleistet einen sehr schnellen Datentransport, der über Standardschnittstellen wie RS-232 oder den normalen Parallel-Port nicht möglich wäre. Das Auslesen der Daten während einer LIDAR-Messung ist zeitkritisch, weil während des Lesevorgangs der Transientenrekorder angehalten wird und somit einzelne LIDAR-Schüsse verloren gehen können. Bei einer Laserrepetitionsrate von 20 Hz gehen selbst mit der schnellen 24-bit-Übertragung bei jedem Auslesen etwa 1-2 Schüsse verloren. Daher ist es nicht sinnvoll, während der LIDAR-Messung eine "Online-Visualisierung" des LIDAR-Signals vorzunehmen. Diese Option kommt daher nur für Test- und Justiermessungen in Frage. Wenn LIDAR-Messungen mit mehr als 4094 Schüssen je Wellenlänge durchgeführt werden, müssen jedoch die Transientenrekorder vor Erreichen dieser Schusszahl ausgelesen werden. Es wurde ein Programm entwickelt, das es erlaubt, nach einer einstellbaren Anzahl von Schüssen jeweils die Transientenrekorder auszulesen und die Werte kanalweise aufzuaddieren, so dass eine Summation auch über mehr als 4094 Schüsse möglich ist. Darüber hinaus kann das Programm für jeden der drei Transientenrekorder den Summationsstand visualisieren. Eine weitere Funktion erlaubt ein Zurücksetzen der aktuellen Summen bei jedem Auslesen, wodurch eine Online-Visualisierung der Transientenrekorderregister möglich ist, die allerdings, wie oben aufgeführt, zum Verlust einzelner Schüsse führt.

Die LIDAR-Steuerung wurde in Anlehnung an die langjährig für das IMK-IFU optimierten Komponenten bei der Firma Müßig bestellt. Der gesamte Messaufbau wird größtenteils mit erd-freien Modulen bestritten, um externe Störungen, die vor allem von den Blitzlampen der Laser ausgehen, zu unterdrücken.

2.5.3 Messdatenerfassung und Datenauswertung

Für die externe Steuerung und das Auslesen der Messdaten aus dem Transientenrekorder wird ein PC mit Linux als Betriebssystem eingesetzt. Die Verwendung von Linux ermöglicht eine wesentlich performantere und besser an die speziellen Anforderungen angepasste Steuerung und Datenübertragung bei gleichzeitiger Online-Datenverarbeitung als dies unter DOS, MS-Windows oder mit

Lab-View möglich gewesen wäre. Auch erwies sich unter Linux die Programmierung des direkten Hardwarezugriffs auf die National-Instruments-Interface-Karte vom Typ AT-DIO32F als relativ einfach. Einige weitere Gründe sprechen an dieser Stelle für den Einsatz von Linux:

- Vorteilhaft gegenüber DOS ist angesichts der großen Datenmengen und der geforderten Verarbeitung von 24-bit-Datenwörtern die 32-bit-Architektur (neuerdings auch 64-bit) unter Linux (DOS: 16bit).
- Für Linux gibt es sehr viele Hardware-Treiber und entsprechende Entwicklungsbibliotheken, die im Sinne der "Gnu Public License" als "Open Source" frei und ohne Lizenzgebühren zur Verfügung stehen.
- Bestandteil von Linux ist das preemptive Multitasking, welches erlaubt, bei der Zuteilung von Rechnerleistung an bestimmte Prozesse Prioritäten zu setzen. Dies ist unter DOS und älteren Windows-Versionen gar nicht und unter neueren Windows-Versionen nur eingeschränkt möglich.
- Mit Linux stehen viele Werkzeuge zur Weiterverarbeitung und Visualisierung der Messdaten frei zur Verfügung. Dazu gehören Programmiersprachen wie Perl, C, Python, Octave, R und viele andere.
- Linux ist besser als jedes andere PC-Betriebssystem für die Einbindung in Computernetzwerke geeignet. Dies ist auch im LIDAR-Labor auf der Zugspitze von Bedeutung, weil damit der Arbeitsplatz und die Datenauswertung räumlich unabhängig von der primären Datenerfassung gewählt werden können. Außerdem können sämtliche Steuerrechner vom zentralen Arbeitsplatz aus kontrolliert werden.
- Für den zukünftig geplanten Betrieb mit teilweiser Fernbedienung kommt nur ein laborinternes Netzwerk auf Linux-Basis für den externen Zugriff in Frage.

Der Datenerfassungsrechner steuert die Transientenrekorder und den gesamten Messablauf über ein mit Hilfe der Fa. *Licel* entwickeltes C-Programm. Dazu wurden teilweise Algorithmen von in Turbo-Pascal geschriebenen Routinen übernommen sowie einige C-Module eines bereits von *Licel* geschaffenen DOS-Programms überarbeitet und für Linux portiert. Teile eines grafischen Auswertungsprogramms für Justagezwecke konnten ebenfalls von *Licel* übernommen werden. Somit steht neben der reinen Messdatenerfassung zusätzlich ein grafisches Diagnose-Werkzeug zur Verfügung. Die vom Transientenrekorder ausgelesenen Datensätze für die zwei Detektoren mit jeweils zwei Kanälen für λ_{on} und λ_{off} werden zunächst in Binärdateien mit einem informativen Kopfteil gespeichert. Für die spätere Auswertung werden diese Dateien dann in ASCII-Code konvertiert. Die Auswertung der rohen LIDAR-Daten wird gemäß den in Kapitel 3.2 vorgestellten Algorithmen ausgeführt. Hierfür kam die Programmiersprache PERL zum Einsatz, weil diese in einer Linux-Umgebung besonders vorteilhaft in der Handhabung von Dateien ist, und weil sie sich zum "Experimentieren" bei der Entwicklung der Algorithmen sehr gut eignet.

Kapitel 3

LIDAR-Messungen

Mit dem neu entwickelten Wasserdampf-DIAL auf der Zugspitze konnten neben unzähligen Justier- und Testmessungen auch schon einige Wasserdampfprofile gemessen werden. Allerdings steht die Validierung des Systems noch aus, weshalb die hier präsentierten Ergebnisse eher dazu geeignet sind, die Reichweite und die Funktionstauglichkeit des Systems zu demonstrieren. Zur Gewinnung von Wasserdampfprofilen aus den rohen LIDAR-Signalen wurden spezielle Auswertungsalgorithmen programmiert, die im Rahmen von Validierungsmessungen weiter entwickelt werden.

3.1 Standort Schneefernerhaus

Als Standort für das Wasserdampf-DIAL wurde das Schneefernerhaus am Südhang der Zugspitze gewählt (siehe Abb. 3.1). Das LIDAR-Labor im 8. Obergeschoss liegt auf einer Höhe von 2675 m und hat den Vorteil, dass der Hauptanteil des troposphärischen Wasserdampfs in tieferen Schichten anzutreffen ist und das LIDAR somit überwiegend auf trockene, absorptionsarme Bedingungen trifft. Da für den Nachweis von Wasserdampf in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre stark absorbierende Spektrallinien des Wasserdampfmoleküls erforderlich sind, ist dies eine wesentliche Voraussetzung, um zuverlässig bis zu diesen Höhen messen zu können. Darüber hinaus besteht der Vorteil einer gegenüber dem Tal erhöhten Zahl von klaren Tagen, insbesondere herbstliche und winterliche Hochnebel treten in dieser Höhe nicht mehr auf. Aus technischen Gründen beginnt der Messbereich des LIDARs etwa ab 3000 m über NN (Zugspitzgipfelhöhe), so dass hierdurch parallele Messungen zwischen LIDAR und dem hochauflösenden Fourier-Transform-Spektrometer des IMK-IFU auf dem Zugspitzgipfel möglich werden.

Das ursprünglich als Hotel für den Skitourismus auf dem Zugspitzplatt in den 1930er Jahren erbaute Schneefernerhaus stellte als Endstation der Zahnradbahn und Talstation der Gipfelseilbahn bis Ende der 1980er Jahre den zentralen Zugangspunkt für das Zugspitzplatt dar. Allerdings war das Schneefernerhaus aufgrund seiner ungünstigen Lage mitten in einem Lawinenhang oberhalb der Skilifte den Ansprüchen als zentraler Stützpunkt des Skibetriebs nicht gewachsen. Wegen zunehmender Unrentabilität wurde der Hotelbetrieb Ende der 1980er Jahre eingestellt. Mit dem Bau der neuen Gipfelseilbahn und des neuen Skirestaurants Sonnalpin mit einem neuen Bahnhof für die Zahnradbahn direkt auf dem Zugspitzplatt wurde das Schneefernerhaus 1992 ganz für den Tourismus geschlossen. Um einem sehr aufwendigen Abriss und Renaturierungsmaßnahmen zu entgehen wurde nach einer neuen Verwendung für Schneefernerhaus gesucht. Mit großer finanzieller Unterstützung durch den Freistaat Bayern, dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) und der Deutschen Bundesstiftung Umwelt (DBU) wurde das Gebäude in den darauffolgenden Jahren zu einer Umweltforschungsstation umgebaut. Als ehemaliger Hotelbetrieb und Endstation der Zahnradbahn verfügt die Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (UFS) über eine für diese Lage ungewöhnlich gute Infrastruktur. Dank des immer noch intakten Tunnels der Zahnradbahn können auch Schwerlasten mit vertretbarem Aufwand angeliefert werden. Ebenso sind leistungsstarke Elektroanschlüsse und eine permanente Wasserversorgung vorhanden.



Abbildung 3.1: Das Schneefernerhaus befindet sich an der Südflanke der Zugspitze (Bildmitte). Rechts unten ist das neue Skirestaurant "Sonnalpin" zu erkennen.

LIDAR-Labor

Das LIDAR-Labor wurde im obersten Stockwerk im Turm des Schneefernerhauses eingerichtet. Der Turm ist als ehemaliger Aufhängungspunkt der Gipfelseilbahn sehr massiv gebaut und relativ frei von Gebäudeschwingungen, eine ideale Voraussetzung für den Einsatz hochempfindlicher Lasertechnik. Auch ist die Laborfläche im 8. Obergeschoss mit ca. 130 m^2 ausreichend groß für die aufwendigen Einbauten. Ein Lastenaufzug führt bis in das 7. Obergeschoss, von dort führt ein Treppenhaus mit der Möglichkeit der Anbringung eines Kettenzuges zum Labor und auf die Dachterrasse, so dass auch schwere Geräte und optische Tische in das Labor gebracht werden können. Das geräumige Labor entspricht modernem Standard und verfügt über alle nötigen Anschlüsse für Elektrizität und Kommunikation, Spültisch, Absauganlage und Raumkühlung.

Für das Lasersystem wurde eine im Silikonbad schwimmende schwingungsgedämpfte Bodenplatte im Laborboden eingelassen, um eine noch bessere Abschirmung gegenüber Trittschall und Gebäudeschwingungen zu gewährleisten. Der $1.5\text{ m} \cdot 3.0\text{ m}$ große Lasertisch wurde auf dieser Platte aufgestellt und befindet sich komplett der bereits in Kapitel 2.4.4.1 beschriebenen Flowbox mit Laminargebläse, Staubfilter und integriertem Wärmetauscher. Das erzielte niedrige Frequenzrauschens des Einmoden-Lasersystems belegt, dass die Dämpfung der Bodenplatte vollständig ausreicht und auf eine separate Isolation des Tischsystems verzichtet werden kann. Aus transporttechnischen Gründen ist der Lasertisch so konstruiert, dass er in zwei gleich große Teile mit einem Gewicht von jeweils 800 kg zerlegt werden kann. Für geplante spektroskopische Experimente wurde ein weiterer $1.5\text{ m} \cdot 1.5\text{ m}$ großer Lasertisch aufgestellt.

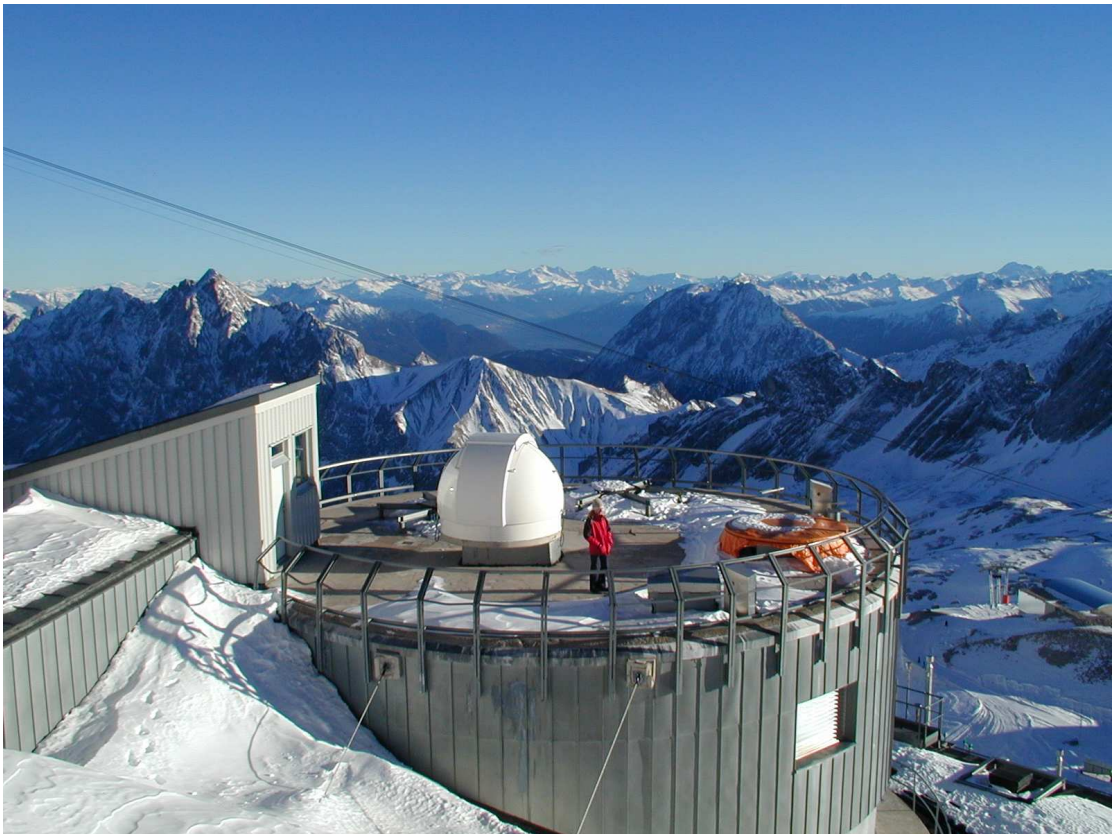


Abbildung 3.2: Das LIDAR-Labor befindet sich im Turm des Schneefernerhauses. Durch die Kuppel wird sowohl das Laserlicht ausgesendet als auch das zurückgestreute Licht aufgefangen.

Kühlsystem

Für die Kühlung der Lasergeräte und der Flowbox wurden zusätzliche Kühlmittleitungen vom Laborbereich in das Treppenhaus verlegt, um den Betriebslärm und die Abwärme der Kühlgeräte möglichst nicht in der Nähe des Lasersystems zu emittieren.

Zunächst wurde für die Kühlung der Lasergeräte (Nd:YAG-Pumplaser und Titan:Saphir-Verstärker) ein gemeinsames Kühlgerät mit einer Kühlleistung von etwa 10 kW beschafft, während die Flowbox über ein eigenes Kühlgerät mit einer Kühlleistung von etwa 2 kW betrieben wird.

Der geschlossene Kreislauf für die Kühlung des Lasersystems mit zentraler Umwälzpumpe wurde in drei Kreisläufe für Nd:YAG-Pumplaser, Hochspannungsnetzteil des Titan:Saphir-Lasers und externen Kühlkreislauf des DI-Wasser-Kühlgeräts (Titan:Saphir-Laser) mit jeweils kontrollierter Durchflussmenge aufgeteilt. Die Kühlung des Nd:YAG-Lasers und des Hochspannungsnetzteils sind im Prinzip unkritisch, so lange die Temperatur des externen Kühlwassers unter 15°C liegt. Der DI-Wasser-Kühlgerät bringt mit Abstand die größte Wärmeleistung in den Kühlkreislauf ein (bis 10 kW), allerdings nur, wenn der Titan:Saphir-Verstärker aktiv ist. Dies führt zu einem raschen Anstieg der Rücklauftemperatur im Kühlkreislauf auf bis zu 40°C innerhalb weniger Minuten. Trotz des großen Vorratsvolumens von ca. 100 l im Kühlaggregat, steigt die Temperatur des Vorlaufwassers im externen Kühlgerät bei Betrieb des Titan:Saphir-Verstärkers nach etwa 10 Minuten um bis zu 10°C auf 25°C an, und sinkt nach Abschaltung etwa ebenso schnell wieder ab. Dieser Effekt blieb lange Zeit unentdeckt und konnte nachträglich für einige Instabilitäten im Betrieb des Nd:YAG-Lasers verantwortlich gemacht werden. Es ist daher geplant, die Kühlkreisläufe von Nd:YAG-Laser und Titan:Saphir-Verstärker komplett zu trennen. Allerdings steht hier

eine endgültige Lösung noch aus, weil bei der Wahl des Kühlgeräts zu berücksichtigen ist, dass die verwendeten Kältemittel nicht die Messungen des Umweltbundesamtes im Schneefernerhaus beeinflussen. Es ist darüber hinaus in Betracht zu ziehen, das DI-Wasser-Kühlgerät extern mit der hauseigenen Kälteanlage des Schneefernerhauses zu verbinden, allerdings hat sich bei bisherigen Versuchen das hauseigene Kältesystem als unzuverlässig erwiesen.

Elektrischer Anschluss

Für den elektrischen Anschluss der Lasergeräte wurden eigene besonders hoch abgesicherte (64 A) Drehstromleitungen verlegt. Aufgrund der gegenüber Einstreuungen besonders empfindlichen Detektoren im LIDAR-Empfänger ist zukünftig eine bessere räumliche Trennung der Versorgungsleitungen geplant, um hochfrequentes Übersprechen zu vermeiden. Die störungsempfindlichen Teile der Empfangselektronik sowie die damit verbunden Computer sind darüber hinaus an die galvanisch getrennte, batteriegepufferte unterbrechungsfreie Stromversorgung angeschlossen.

Kuppel

Vom Labor zur Dachterrasse wurde ein Deckendurchbruch mit einer lichten Weite von 0.7 m gelegt, über den eine astronomische Beobachtungskuppel gebaut wurde. Die Aussendung der Laserpulse in die Atmosphäre sowie der Empfang des LIDAR-Streulichts erfolgen durch den Kuppelspalt. Das Empfangsteleskop befindet sich unmittelbar unter dem Deckendurchbruch. Diese Kuppel wurde wegen der arktischen Bedingungen auf der Zugspitze installiert (Hersteller: *Baader Planetarium*) und bietet gegenüber einem einfachen Deckel den Vorteil, dass sich keine großen Schneemengen darauf ansammeln können, die sonst mühsam entfernt werden müssten. Der Kuppelboden befindet sich etwa einen Meter über dem Niveau der Dachterrasse, wodurch die Kuppel auch bei hohem Schneestand geöffnet werden kann. Der Kuppelspalt hat eine Öffnung von 0.8 m, was letztendlich die Größe des Teleskopspiegels und des Deckendurchbruchs definiert hat. Die Kuppel kann über eine Fernsteuerung geöffnet, gedreht und geheizt werden.

3.2 Numerische Lösung der DIAL-Gleichung

Zur Berechnung von Wasserdampf-Profilen aus den rohen LIDAR-Signalen muss die DIAL-Gleichung 2.34 numerisch gelöst werden. Dabei ist zunächst festzuhalten, dass die LIDAR-Signale zum einen stark verrauscht sind und zum anderen durch die Summation vieler Einzelschüsse einen starken Offset aufweisen (siehe Abbildung 3.3).

Erster Schritt der numerischen Behandlung ist also die Berechnung der Offsets und deren Subtraktion von den Gesamtsignalen. Danach könnten die Signale vor einer weiteren Bearbeitung mit einem Tiefpassfilter geglättet und entrauscht werden. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass das hier angewendete Verfahren der linearen Regression selbst einen stark glättenden Einfluss auf die Signale hat und somit auf eine Vorglättung verzichtet werden kann. Allenfalls im Fernbereich mit nur sehr schwachem Signal kann das Rauschen (nach Abzug des Offsets) zu einem Vorzeichenwechsel führen, was je nach numerischer Weiterbearbeitung problematisch sein kann. In solchen Fällen ist eine vorherige Glättung sinnvoll.

Zweckmäßig ist auch eine Normierung der Kanäle, indem man für jeden Kanal die Werte durch die Zahl der gezählten Schüsse teilt. Dadurch lassen sich zum einen die Kanäle untereinander und zum anderen auch die Daten aus verschiedenen Messungen besser vergleichen.

Zur besseren Übersicht, ist die DIAL-Gleichung an dieser Stelle noch einmal mit den Abkürzungen $\Delta\sigma = \sigma_{on} - \sigma_{off}$ und $q = S_{on}/S_{off}$ aufgeführt:

$$N_M(r) = \frac{1}{2\Delta\sigma(r)} \cdot \frac{-d}{dr} \ln q(r) \quad (3.1)$$

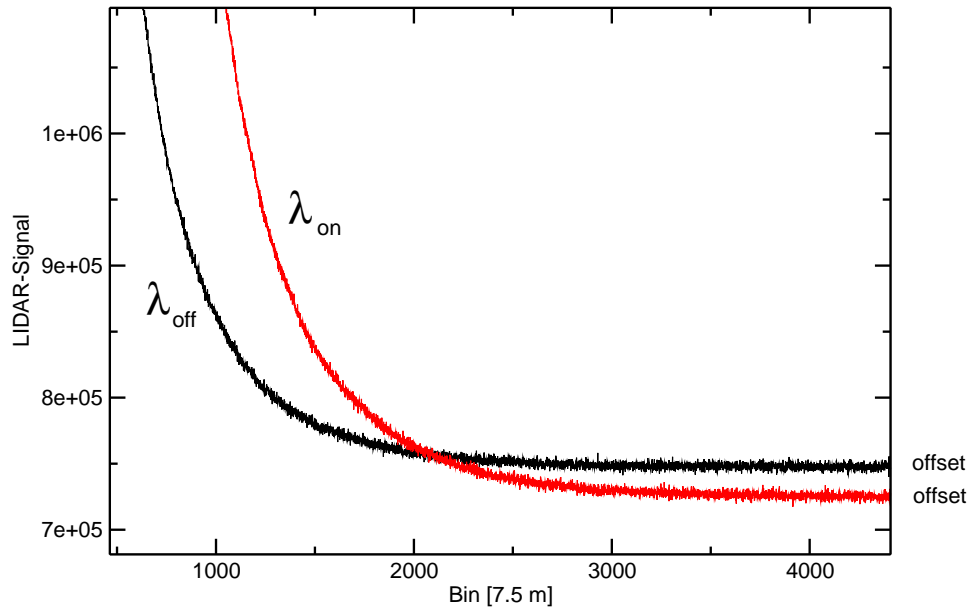


Abbildung 3.3: Rohes LIDAR-Signal vom Transientenrekorder mit den beiden Fernbereichskanälen für λ_{on} und λ_{off} . Bei näherer Betrachtung sind die Signale im Fernbereich relativ stark verrauscht und weisen einen unterschiedlichen Offset aus. Letzteres hat seine Ursache in der ungleichen Anzahl aufsummierter LIDAR-Schüsse. Für den direkten Vergleich der Kanäle ist daher eine Normierung sinnvoll.

Die numerische Auswertung steht unter anderem vor dem Problem, dass der Quotient $q = S_{on}/S_{off}$ bei verrauschten und gleichzeitig kleinen Werten von S_{on} und S_{off} mitunter leicht sein Vorzeichen wechseln kann und der Logarithmus für negative Argumente nicht definiert ist. Abhilfe schafft die Beziehung

$$\frac{d}{dr} \ln q(r) = \frac{1}{q(r)} \cdot \frac{d}{dr} q(r) \quad , \quad (3.2)$$

denn $q(r)$ kann ohne oben genanntes Problem numerisch differenziert werden. Hierfür ist die gleitende stückweise Approximation durch eine Regressionsgerade besonders gut geeignet. Das Verfahren der linearen Regression mit Hilfe nach der Methode des kleinsten quadratischen Fehlers liefert für viele "natürlich rauschende" und insbesondere für Gauß-förmig verteilte Messwerte oft eine sehr gute Approximation [Hämmerlin und Hoffmann, 1992]. Außerdem bietet die Regressionsrechnung die Möglichkeit der nachgeschalteten Fehlerrechnung, wie dies auch schon beim Ozon-LIDAR des IMK-IFU erfolgreich zur Anwendung kam [Kempfer, 1992]. Hier wird für die numerische Auswertung für jeden Datenpunkt eine Regressionsgerade unter Berücksichtigung einer gewissen Anzahl von benachbarten Datenpunkten berechnet. Die Breite des Intervalls, aus dem die benachbarten Datenpunkte für die Approximation herangezogen werden, kann dynamisch an das Signal- zu- Rausch- Verhältnis angepasst werden (siehe Kapitel 3.2.1).

Für die Auswertung der LIDAR-Signale wird für jeden diskreten Messpunkt $r_i = i \cdot \delta_i$ der Quotient

$$q_i := \frac{S_{on}(r_i)}{S_{off}(r_i)}; \quad i = 1, 2, \dots, N_B \quad (3.3)$$

berechnet. N_B entspricht dabei der Anzahl der ausgewerteten Bins. Um jeden Datenpunkt q_i wird ein symmetrisches Intervall I_i der ungeradzahlgigen Breite B_i von benachbarten Datenpunkten q_j mit $j = i - k, \dots, i + k$ und $k = (B_i - 1)/2$ betrachtet. Für jeden Datenpunkt q_i wird jetzt nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Regressionsgerade $g_i(r) = a(r) + b$ durch die Datenpunkte

$q_j \in I_i$ berechnet. Diese liefert zugleich mit ihrer Steigung den gesuchten Näherungswert der Ableitung $\frac{d}{dr}q_i(r_i)$. Die Forderung nach dem kleinsten quadratischen Fehler bedeutet, dass

$$\sum_{j=i-k}^{i+k} (a \cdot r_j + b - q_j(r_j))^2 \quad (3.4)$$

einen minimalen Wert annehmen soll.

Dafür müssen die partiellen Ableitungen nach a und b des obenstehenden Ausdrucks Null werden. Daraus ergeben sich die Normalgleichungen:

$$b_i \cdot N + a \cdot \sum_{j=i-k}^{i+k} r_j = \sum_{j=i-k}^{i+k} q_j(r_j) \quad (3.5)$$

und

$$a_i \cdot \sum_{j=i-k}^{i+k} r_j^2 + b \cdot \sum_{j=i-k}^{i+k} r_j = \sum_{j=i-k}^{i+k} q_j(r_j) r_j \quad (3.6)$$

Die Lösungen für a_i und b_i berechnen zu:

$$a_i = \frac{B_i \sum r_j \cdot q_j - \sum r_j \sum q_j}{B_i \sum r_j^2 - (\sum r_j)^2} \quad (3.7)$$

und

$$b_i = \frac{\sum q_j \sum r_j^2 - \sum r_j \sum q_j r_j}{B_i \sum r_j^2 - (\sum r_j)^2} \quad (3.8)$$

wobei $\sum = \sum_{j=i-k}^{i+k}$, $q_j = q_j(r_j)$ und $j = i-k, \dots, i+k$ gilt. Für die Auswertung der LIDAR-Signale wird nur die Steigung $a_i(r_i)$ benötigt, und die kann für die Berechnung mit Hilfe eines Computerprogramms auch etwas einfacher dargestellt werden:

$$a_i = \frac{\sum (r_j - \bar{r}) q_j}{\sum (r_j - \bar{r})^2} \approx \frac{d}{dr} q_i(r_i) \quad (3.9)$$

Wegen der symmetrischen und äquidistanten Lage der Stützstellen r_j um r_i ist $\bar{r} = r_i$ und es ergibt sich

$$a_i = \frac{1}{\delta_i} \frac{\sum (j-i) q_j}{\sum (j-i)^2} \approx \frac{d}{dr} q_i(r_i) \quad (3.10)$$

Für die approximierte Teilchendichte in der Entfernung r_i erhält man letztlich

$$N_M(r_i) = \frac{1}{2\Delta\sigma(r_i)} \cdot \frac{-1}{q_i(r_i) \cdot \delta_i} \frac{\sum (j-i) q_j(r_j)}{\sum (j-i)^2} \quad (3.11)$$

Dies gilt jedoch nur unter der Annahme, dass $\Delta\sigma$ vor und nach dem Streuvorgang den gleichen Wert hat. Unter Berücksichtigung der temperaturbedingten Doppler-Verbreiterung der Rayleigh-Streuung sowie veränderlicher Aerosolkonzentrationen müssen Hin- und Rückweg des Lichts gesondert betrachtet und der Korrekturterm $G_i = G(r_i)$ eingeführt werden:

$$N_M(r_i) = \frac{1}{\Delta\sigma_{\uparrow}(r_i) + \Delta\sigma_{\downarrow}(r_i)} \cdot \left(G_i - \frac{1}{q_i(r_i) \cdot \delta_i} \frac{\sum (j-i) q_j(r_j)}{\sum (j-i)^2} \right) \quad (3.12)$$

3.2.1 Dynamische Anpassung der Höhenauflösung

Im Nahbereich und zu Beginn des Fernbereichs kann nach den Simulationsergebnissen mit einer Höhenauflösung von etwa 50 m gearbeitet werden, wenn eine Genauigkeit von 5% gefordert wird. In großen Höhen muss die Höhenauflösung hingegen auf mehrere 100 m vergrößert werden, um den

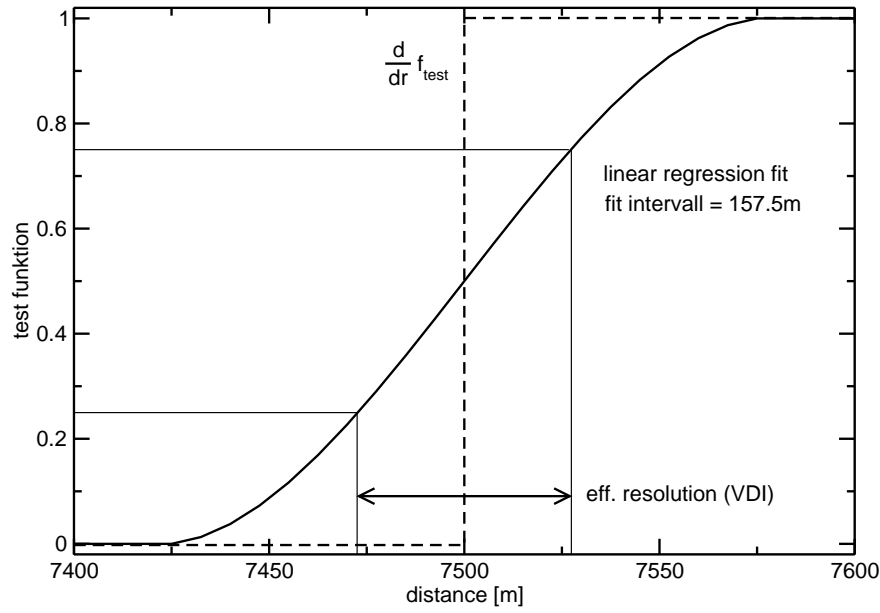


Abbildung 3.4: Die Reaktion auf eine stufenförmige Testfunktion liefert Informationen über die Auflösung des Auswertungsalgorithmus. Da der Algorithmus die Ableitung der LIDAR-Signale berechnen muss, wurde hier eine Testfunktion eingesetzt, die in einer Entfernung von 7500 m sprunghaft ihre Ableitung von 0 auf 1 ändert. Die Breite des Regressionsintervalls beträgt 21 Datenpunkte, entsprechend 150 m. Die einer 25% - 75% -Antwort entsprechende VDI-Auflösung des Algorithmus beträgt 55 m, was etwa einem Drittel der Länge des Regressionsintervalls entspricht.

mit der Höhe schnell anwachsenden Rauschanteil ausreichend zu unterdrücken. Die Höhenauflösung ist durch die Länge des Regressionsintervalls $B_i = 2k + 1$ festgelegt. Gemäß VDI-Richtlinie 4210 definiert sich die Auflösung durch die Anstiegslänge der Ausgangsfunktion von 25% auf 75% bei einer Stufenfunktion als Eingangssignal. Der hier entwickelte Algorithmus mit gleitender linearer Regression liefert als Höhenauflösung etwa ein Drittel der Breite des Regressionsintervalls. Die Verhältnisse sind in Abbildung 3.4 dargestellt.

Da das Signal-Rausch-Verhältnis in erster Linie von der $1/r^2$ -Abhängigkeit der Rückstreuintensitäten dominiert wird, ist es sinnvoll, das Regressionsintervall linear mit r_i^2 anwachsen zu lassen:

$$B_i = \text{int}(b * i^2 + B_0) \quad (3.13)$$

und

$$k_i = \frac{B_i - 1}{2} \quad , \quad (3.14)$$

wobei b ein geeignet zu wählender Faktor ist. Statt festem k ist dann in obige Gleichungen für die numerische Auswertung der LIDAR-Gleichung ein veränderliches k_i einzusetzen.

3.2.2 Berechnung der Absorptionsquerschnitte

Für die Berechnung von $\Delta\sigma_{\uparrow}(r_i)$ und $\Delta\sigma_{\downarrow}(r_i)$ wurde für 14 Druck- und Temperaturwerte (siehe Tabelle 3.2.2) das Voigt-Integral für die verwendete Absorptionslinie bei $\lambda_{on} = 817.223 \text{ nm}$ in einem Fenster mit einer Breite von einer Wellenzahl (cm^{-1}) und einer Auflösung von 0.0005 cm^{-1} mit Hilfe von MOLSPEC [2001] berechnet und auf die von Ponsardin und Browell [1997] angegebene Linienstärke normiert. Die Linienstärke von Ponsardin und Browell [1997] ist mit $41.2 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-1} \text{ mol}^{-1} \text{ cm}^2$ etwas größer als der Wert von MOLSPEC [2001] mit $36.85 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-1} \text{ mol}^{-1} \text{ cm}^2$.

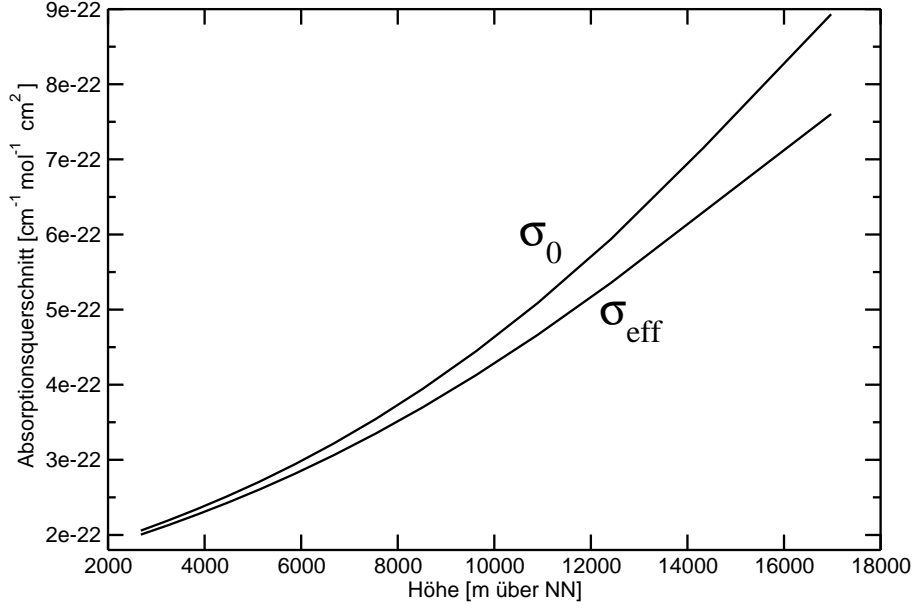


Abbildung 3.5: Veränderlichkeit der Absorptionsquerschnitte σ_0 in der Linienmitte und des effektiven Absorptionsquerschnitts σ_{eff} des rückgestreuten Lichts unter aerosolfreien LOWTRAN5-Modell [1989]-Bedingungen im Sommer. Die Doppler-Verbreiterung der Rayleigh-Streuung spielt offensichtlich eine nicht zu vernachlässigende Rolle.

Allerdings verwendeten Ponsardin und Browell [1997] eine modifizierte Voigt-Linienform. Die abgeschnittenen auslaufenden Seiten der Voigt-Linie außerhalb des Integrationsfensters entsprechen unter atmosphärischen Bedingungen zwar bis zu 5% des gesamten Absorptionsquerschnitts, spielen aber wegen der sehr viel schmalbandigeren Laserstrahlung des LIDARs keine Rolle.

3.2.3 Bestimmung der Korrekturfaktoren

Wie schon weiter oben angedeutet, hängen die Korrekturfaktoren G_1 und G_2 über die Empfindlichkeitsfaktoren g_1 und g_2 von der zu messenden Wasserdampfverteilung selbst ab. Daher werden letztere zunächst einmal unter Annahme von Standardbedingungen [LOWTRAN5-Modell, 1989] berechnet. Jedoch ist auch hierfür schon ein recht aufwendiges Integrationsverfahren nötig. Die Empfindlichkeitsfaktoren g_1 und g_2 wurden gemäß Gleichung 2.41 und 2.42 an den diskreten Höhenwerten r_j ($j = 1, \dots, 14$) berechnet:

$$g_1(r_j) = \frac{\sum_{k=1}^{2000} (l_{\downarrow}(\nu_k, r_j) - l_{\uparrow}(\nu_k, r_j)) \cdot e^{-\sum_{i=1}^j N(r_i) \cdot \sigma_{\downarrow}(r_i) \cdot (r_{i+1} - r_i)}}{\sum_{k=1}^{2000} [V_{\beta}(r_j) \cdot l_{\downarrow}(\nu_k, r_j) + (1 - V_{\beta}(r_j)) \cdot l_{\uparrow}(\nu_k, r_j)] \cdot e^{-\sum_{i=1}^j N(r_i) \cdot \sigma_{\downarrow}(r_i) \cdot (r_{i+1} - r_i)}} \quad (3.15)$$

und

$$g_2(r_j) = \frac{\sum_{k=1}^{2000} \frac{l_{\downarrow}(\nu_k, r_{j+1}) - l_{\downarrow}(\nu_k, r_j)}{r_{j+1} - r_j} \cdot e^{-\sum_{i=1}^j N(r_i) \cdot \sigma_{\downarrow}(r_i) \cdot (r_{i+1} - r_i)}}{\sum_{k=1}^{2000} [V_{\beta}(r_j) \cdot l_{\downarrow}(\nu_k, r_j) + (1 - V_{\beta}(r_j)) \cdot l_{\uparrow}(\nu_k, r_j)] \cdot e^{-\sum_{i=1}^j N(r_i) \cdot \sigma_{\downarrow}(r_i) \cdot (r_{i+1} - r_i)}} \quad (3.16)$$

Höhe / m	Druck / mb	Temperatur / °K Sommer	Temperatur / °K Winter
2680.0	730.0	280.6	262.8
3238.3	680.0	277.2	260.3
3830.8	630.0	273.8	256.7
4462.8	580.0	269.8	252.9
5140.5	530.0	265.5	248.9
5872.1	480.0	260.9	244.5
6668.3	430.0	255.9	239.7
7543.4	380.0	250.4	234.4
8517.3	330.0	244.2	228.6
9619.0	280.0	237.3	222.0
10893.5	230.0	229.3	219.3
12416.3	180.0	220.7	218.5
14331.3	130.0	216.0	217.5
16976.7	80.0	216.0	216.2

Tabelle 3.1: Ausgewählte Höhenstufen im 50 mb-Abstand zur Berechnung der Absorptionsquerschnitte im Messbereich des Wasserdampf-DIALs. Die Temperaturwerte wurden dem LOWTRAN5-Modell [1989] entnommen und die Höhen entsprechend der internationalen Höhenformel berechnet.

In einer aerosolfreien Atmosphäre verschwindet der Empfindlichkeitsfaktor g_1 praktisch. Das Verhalten von g_2 in einer aerosolfreien Atmosphäre im LIDAR-Messbereich mit $V_\beta = 1$ ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Insbesondere bei Anwesenheit von stark inhomogenen Aerosolkonzentrationen sollten die Korrekturterme G_i mit möglichst guter Höhenauflösung und Hilfe der in Kapitel 2.3.3.4 beschriebenen Klett-Inversion bestimmt werden.

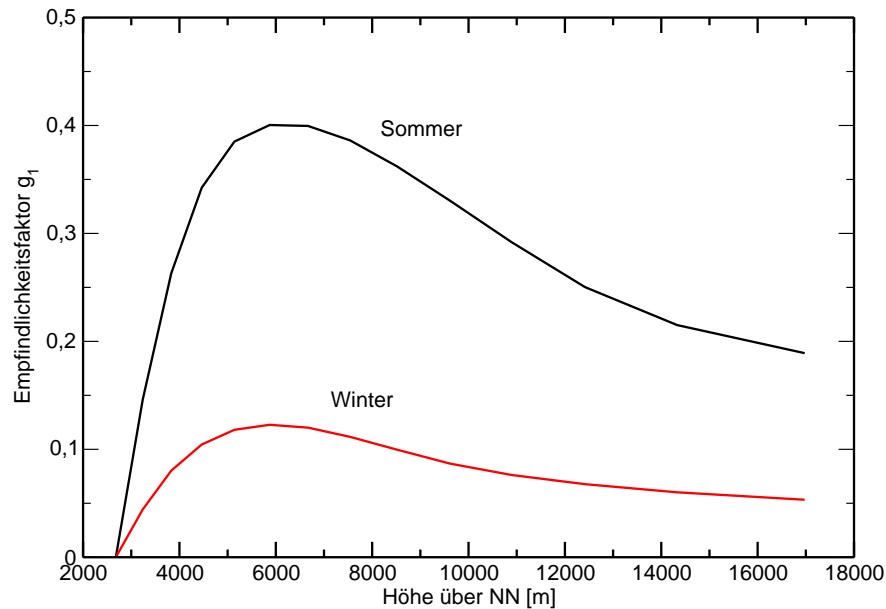


Abbildung 3.6: Empfindlichkeitsfaktor g_1 bei Bedingungen gemäß LOWTRAN5-Modell [1989] und aerosolfreier Luft im Sommer und im Winter.

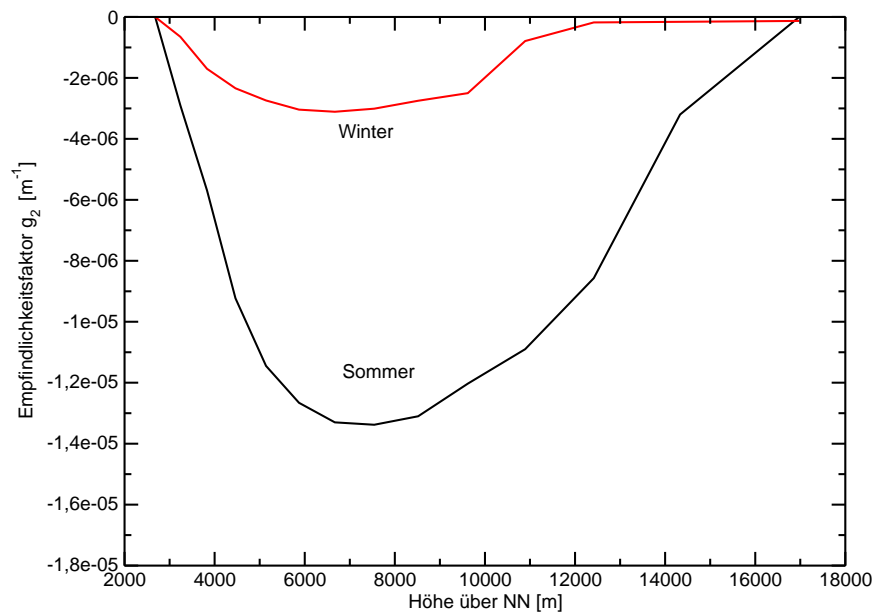


Abbildung 3.7: Empfindlichkeitsfaktor g_2 bei Bedingungen gemäß LOWTRAN5-Modell [1989] und aerosolfreier Luft im Sommer und im Winter.

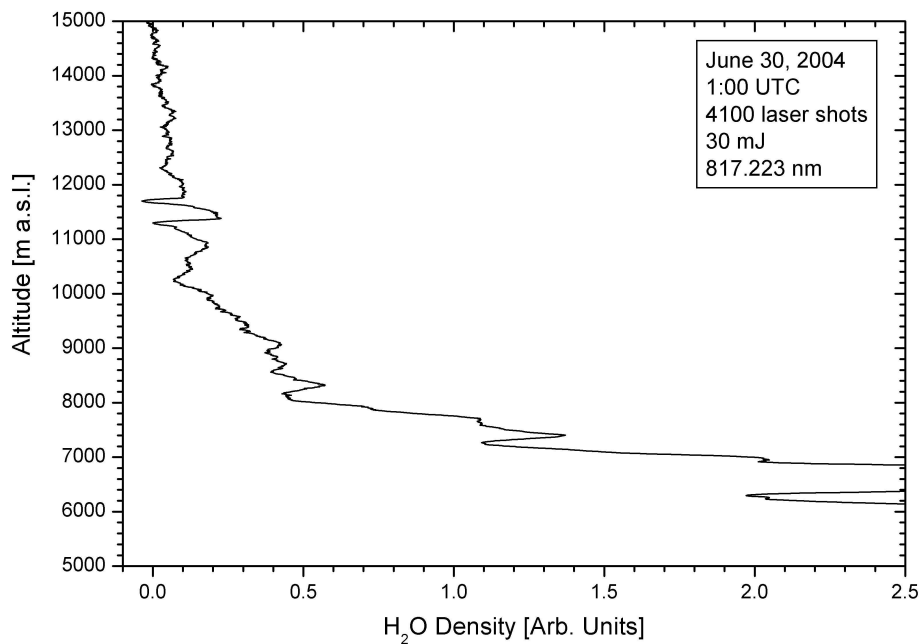


Abbildung 3.8: DIAL-Messung der Feuchte in großen Höhen. Durch die Wahl der Laserwellenlänge in der Linienflanke, ließ sich eine sehr große Reichweite erzielen. Einschränkend ist anzumerken, dass für diesen Fall die numerische Auswertung ein noch unzureichend gelöstes Problem darstellt, da das Ergebnis extrem empfindlich auf die mit der Höhe veränderliche Linienform reagiert. Daher eignet sich diese Messung eher zur Demonstration der Systemreichweite.

3.3 Reichweite

Bei ersten Testmessungen konnte mit einer anfänglich noch vergleichsweise geringen Pulsenergie bereits eine Reichweite des Systems bis 10 km Höhe gezeigt werden. Für das hier gezeigte Beispiel (siehe Abb. 3.8) wurde die Laserwellenlänge λ_{on} auf einen schon vergleichsweise schwachen Absorptionsquerschnitt in der Linienflanke eingestellt, der auch unter sommerlichen Bedingungen [LOWTRAN5-Modell, 1989] Messungen bis in große Höhen erlaubt (Siehe Kapitel 2.3.3.7.).

Um unter diesen Umständen große Messfehler zu vermeiden, ist jedoch eine sehr genaue Kenntnis der atmosphärischen Bedingungen (Druck und Temperatur) sowie das Verhalten der Linienform in Abhängigkeit von denselben unbedingt notwendig. Ebenso muss die Wellenlänge des Lasers sehr genau bekannt sein, die bei dieser Messung leichte Unsicherheiten beinhaltet. Aus diesen Gründen eignet sich diese Messung zunächst nur als Demonstration der Reichweite.

3.4 Nachweis einer Intrusion

Wasserdampf ist ein nahezu idealer Tracer für direkt in die Troposphäre eindringende Stratosphärenluft (siehe Kapitel 1.). Die Entwicklung des Wasserdampf-LIDARs bietet daher eine wichtige Ergänzung der laufenden Untersuchungen von stratosphärischen Intrusionen mit dem Ozon-LIDAR des IMK-IFU. Die Messungen von Intrusionsereignissen werden seit Ende 2000 mit Hilfe von Trajektorienvorhersagen der ETH-Zürich vorbereitet und geplant.

Während einer Serie von Justier- und Versuchsmessungen im November 2004 gelang nun der Nachweis einer Intrusion im Feuchteprofil (siehe Abb. 3.9.). So wurden nach einer "Intrusionswarnung" für die Zugspitze gezielt zu diesem Zeitpunkt einige Messungen durchgeführt, die die Stratosphärenluftintrusion in einem Höhenbereich zwischen 3500 m und 4000 m sehr deutlich zeigen (siehe Abb. 3.10). In den Berechnungen wurden die Korrekturfaktoren gemäß Kapitel 2.3.3.3 berücksichtigt und ergaben eine leichte Konzentrationserhöhung im unteren Messbereich, in dem sich auch die Intrusion befindet.

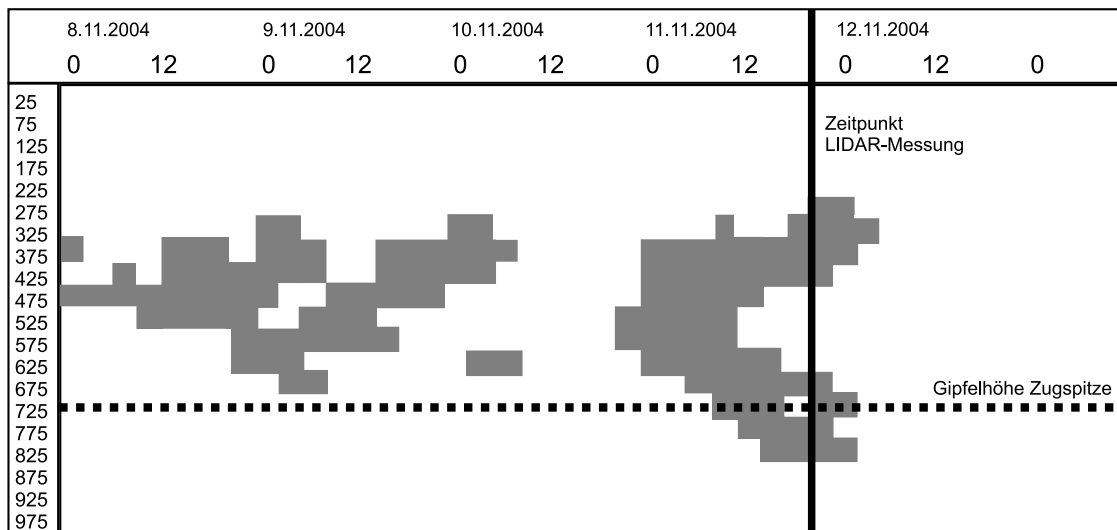


Abbildung 3.9: Intrusionsvorhersage der ETH-Zürich vom 08.11.2004 für das Zugspitzgebiet. Die Zahlen am oberen Rand markieren jeweils 0h00 UTC und 12h00UTC am Vorhersagetag. Die Zahlen der linken Hochwertachse geben das atmosphärische Druckniveau in mb an, der Zugspitzgipfel befindet sich in dieser Skala bei etwa 730 mb. Die dunklen Flächen markieren das Ende von modellierten Trajektorien, die ihren Ursprung in der Stratosphäre haben. Dabei werden nur solche Trajektorien berücksichtigt, die von der Stratosphäre in die Troposphäre führen, daher erscheint die Stratosphäre selbst nicht dunkel eingefärbt.

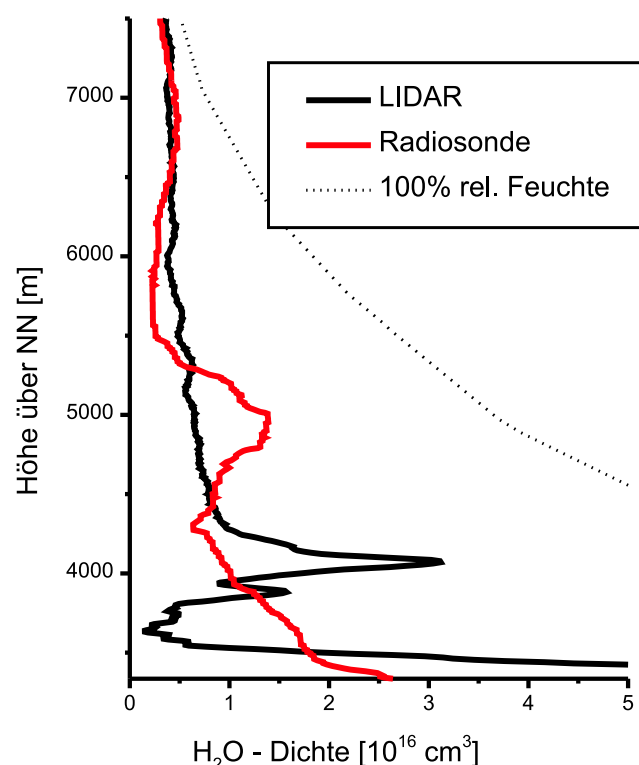


Abbildung 3.10: Nachweis einer stratosphärischen Intrusion mit dem Wasserdampf-LIDAR. Die Pulsenergie des Lasers betrug bei dieser Messung ca. 100 mJ und es wurden für beide LIDAR-Wellenlängen je 4000 Laserschüsse abgefeuert. Die Höhenauflösung wurde dynamisch angepasst und beträgt am Beginn des Messbereichs 55 m und 135 m in 7.5 km Höhe. Zum Vergleich sind zusätzlich Feuchte- und Dichte des gesättigten Wasserdampfs aus einem Radiosondenaufstieg in München um 12h00 UTC eingezeichnet. Die Radiosondendaten, die vom Datenservice des Deutschen Wetterdienstes zur Verfügung gestellt wurden, zeigen die Intrusion etwa 700 m höher als die LIDAR-Messung, was einer realistischen Absinkgeschwindigkeit von etwa 160 m/h entspricht. Allerdings tritt die Intrusion in der Radiosondenmessung nicht so scharf in Erscheinung und erreicht auch nicht ein so niedriges Minimum der Wasserdampfkonzentration, wie es die LIDAR-Messung aufzeigt.

Stratosphärenluft zeichnet sich durch große Trockenheit aus, was hier klar erkennbar ist. Ein Vergleich mit der aus dem Temperaturprofil der Münchener Radiosonde (12h00 UTC) berechneten Dichte von gesättigtem Wasserdampf zeigt, dass es im Beobachtungszeitraum generell sehr trocken war.

Im Feuchteprofil des im etwa 100 km entfernten München erfolgten Radiosondenaufstiegs ist die Intrusion ebenfalls erkennbar, allerdings nicht so deutlich ausgeprägt. (siehe Abb. 3.10 und 3.16.). Der Radiosondenaufstieg erfolgte etwa 4 Stunden vor der gezeigten LIDAR-Messung, wodurch erklärt wird, dass beim Radiosondenaufstieg das Minimum der Wasserdampfkonzentration in größerer Höhe anzutreffen ist. Intrusionen weisen im allgemeinen eine stetige Abwärtsbewegung auf, die sich mit abnehmender Höhe verlangsamt. Aus den Ozon-LIDAR-Messungen am IMK-IFU [Trickl u. a., 2003; Stohl und Trickl, 1999] entnimmt man, dass die Sinkgeschwindigkeit in Höhen um 5 km typischerweise 160 m/h – 200 m/h beträgt und unterhalb von 3 km auf 50 m/h – 100 m/h abnimmt. Gleichzeitig reduziert sich die Dicke der Intrusionsschicht mit abnehmender Höhe bis auf wenige hundert Meter, bevor es zur Auflösung kommt. Aus den Wasserdampf-Konzentrationsminima bei 4300 m Höhe beim Radiosondenaufstieg und 3600 m Höhe bei der 4 Stunden später erfolgten

LIDAR-Messung ergibt sich eine Absinkgeschwindigkeit von etwa 160 m/h, was im Einklang mit den oben erwähnten Erfahrungswerten steht und auch in etwa der Modellvorhersage in Abbildung 3.9 entspricht.

Auf der Zugspitze wurde die Intrusion ebenfalls beobachtet. Abbildung 3.11 zeigt Ozon- und Wasserdampfwerte (Halbstundenmittel) im Zeitraum um die LIDAR-Messung vom 11. November 2004. Zu erkennen sind zwei Wasserdampfminima, eines vor und eines nach der LIDAR-Messung. Diese beiden Minima lassen sich andeutungsweise in der Modellvorhersage in Abbildung 3.9 erkennen. Das zweite Minimum entspricht der Intrusionsschicht, welche auch die LIDAR-Messung zeigt, und tritt erst nach einer erstaunlichen Verzögerung von etwa 10 Stunden auf. Allerdings fällt dieses mit etwa 50% relativer Feuchte (minimaler Wert) nicht so stark aus, wie dies für eine Intrusion zu erwarten wäre. Typisch wären hier relative Feuchtigkeitswerte zwischen 10% und 30%. Das verspätete Absinken auf Zugspitz-Gipfelhöhe (2962 m) sowie die abgeschwächte Ausprägung in den Feuchtwerten deuten darauf hin, dass sich die Intrusion bereits auflöst. Beim Erreichen der Messinstrumente auf dem Zugspitzgipfel ist die Intrusionsluft bereits teilweise durchmischt. Auch die Modellrechnung der ETH-Zürich zeigt zu dieser Zeit das Ende des Intrusionsereignisses für die Zugspitze an.

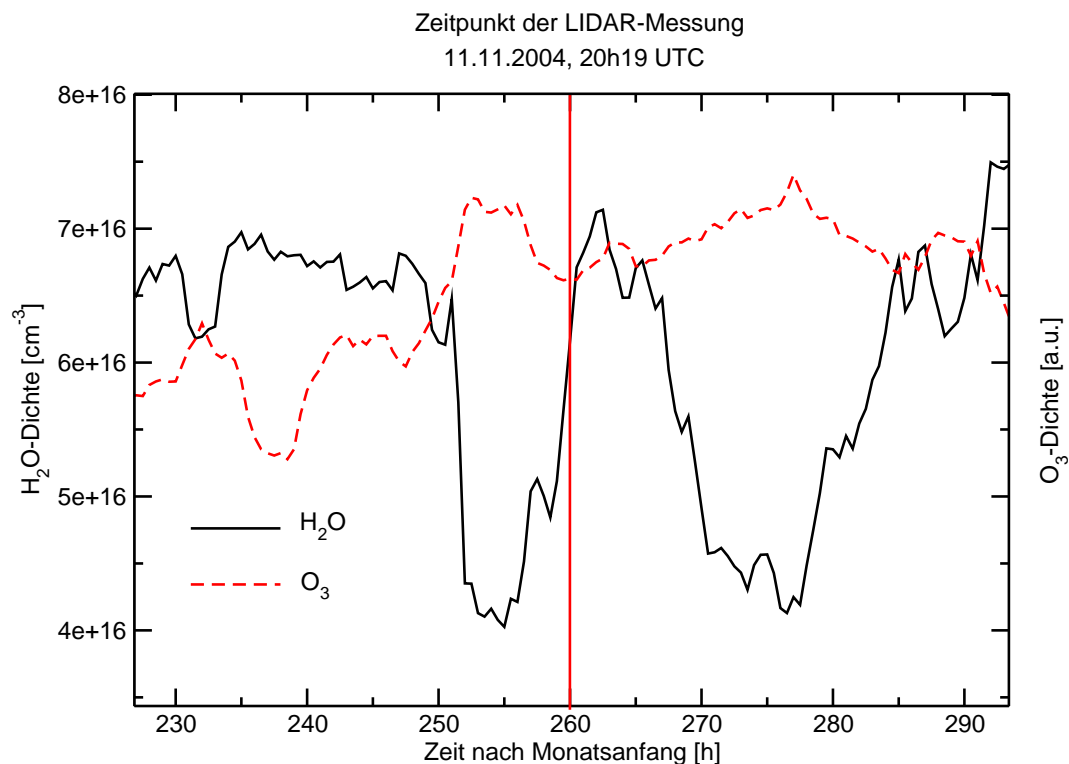


Abbildung 3.11: Halbstundenmittelwerte der Wasserdampfkonzentration und der Ozonkonzentration am Zugspitzgipfel in 2962 m Höhe um den Zeitpunkt der LIDAR-Messung am 11. November 2004 um 20h19 UTC.

Es wäre interessant, zu prüfen, ob Verwirbelungen infolge des horizontalen Anströmens der Luft gegen das Zugspitzmassiv für die Durchmischung mit verantwortlich sind. Am 11. November 2004 war es mit orkanartigen Böen über 100 km/h sehr windig. Die sich trotz Durchmischung zur Wasserdampfkonzentration leicht konträr verhaltende Ozonkonzentration am Zugspitzgipfel belegt jedoch, dass es sich hier um die Beimengung von Luft stratosphärischen Ursprungs handelt. Falls sich die Vermutung hinsichtlich eines Einflusses des Berges bestätigt, bedeutet dies einen Vorteil für fernerkundliche Verfahren wie dem LIDAR. Untersuchungen über das Einmischen von

Troposphärenluft in Stratosphärenluftzungen innerhalb der freien Troposphäre stellen ein aktuelles Forschungsthema dar, welches Messungen von ungestörten Luftschichten erfordert.

3.5 Trockenheit in der freien Troposphäre

Am 17. September 2004 herrschte über dem süddeutschen Raum eine typische stabile herbstliche Hochdruck-Wetterlage mit großer Trockenheit oberhalb der Inversionsgrenze. Dies wird auch durch die nächtliche Abstrahlung belegt, die in einigen Muldenlagen sogar zu Bodenfrost führte [wetteronline 2004-09-17, 2004]. Auch ein Radiosondenaufstieg an diesem Tag in München belegt die große Trockenheit in der freien Troposphäre (siehe Abb. 3.12 und 3.13). Die Messung mit dem Wasserdampf-DIAL auf dem Schneefernerhaus (siehe Abb. 3.12) zeigt eine ähnliche Feuchteverteilung, die allerdings um etwa 1200 m gegenüber der Radiosondenmessung nach oben versetzt

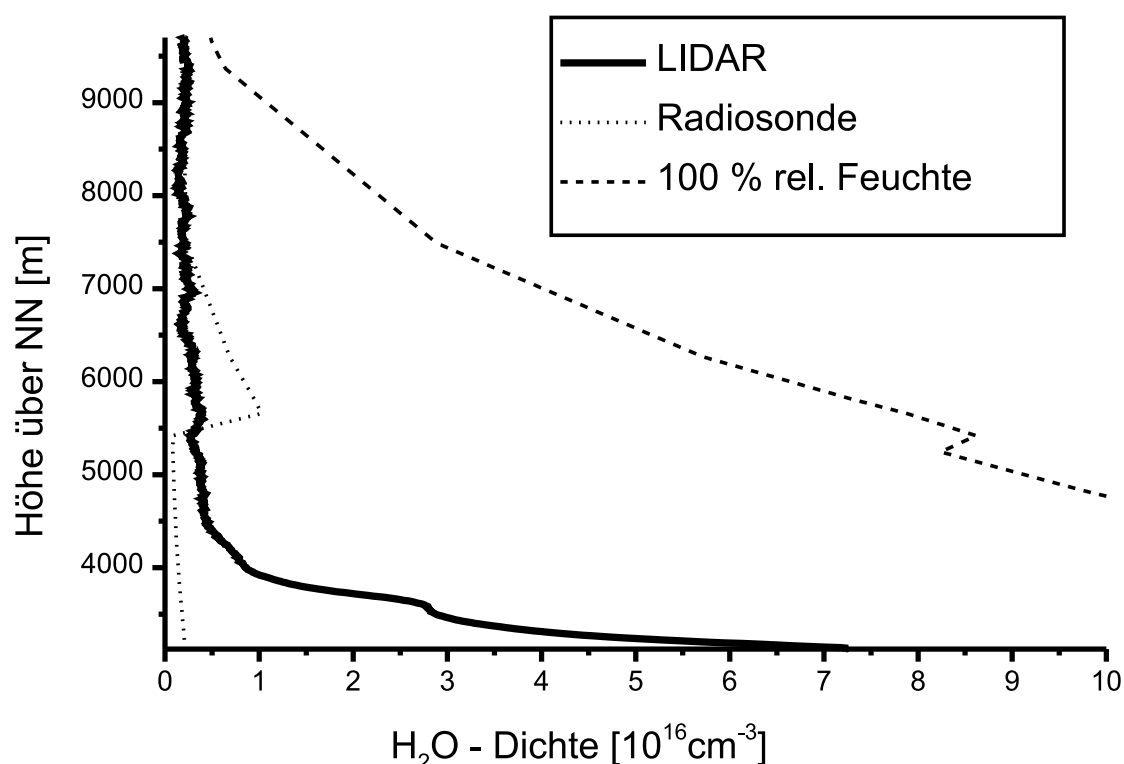


Abbildung 3.12: DIAL-Messung unter optimalen Bedingungen für eine große Reichweite. Fast die gesamte troposphärische Feuchte befindet sich unterhalb des LIDAR-Labors im Schneefernerhaus auf 2675 m Höhe (siehe Abb. 3.13.). Trotz Tageslicht lässt sich unter solchen Bedingungen eine hohe Reichweite erzielen und das Signal/Rausch-Verhältnis bleibt bis in große Höhen gering. Die Pulsenergie des Lasers betrug bei dieser Messung ca. 100 mJ und es wurden für beide LIDAR-Wellenlängen je 4000 Laserschüsse abgefeuert. Die Höhenauflösung wurde dynamisch angepasst und beträgt am Beginn des Messbereichs 55 m und 135 m in 7.5 km Höhe. Das zum Vergleich eingezeichnete Feuchteprofil einer Radiosonde, die etwa gleichzeitig in München gestartet wurde, stimmt in großer Höhe recht gut mit den Ergebnissen der LIDAR-Messung überein. Die große Abweichung im unteren Teil des LIDAR-Messbereichs lässt sich durch die über dem Flachland tiefer liegende Inversionsgrenzschicht erklären (siehe Text). Die ebenfalls eingezeichnete maximal mögliche Wasserdampfkonzentration (entsprechend 100% rel. Feuchte) zeigt die außerordentlich trockenen Verhältnisse an diesem Tag in der freien Troposphäre und welche große Variabilität die Wasserdampfkonzentration aufweisen kann.

ist. Der Höhenversatz ist auf zwei meteorologische Effekte zurückzuführen. Zum einen ist um die Mittagszeit bei starker Sonneneinstrahlung eine kräftige Konvektion über den Südhängen des Zugspitzmassivs zu erwarten, die lokal auch feuchte Luftmassen von den Hängen bis mehr als 1000 m über Gipfelniveau transportieren kann. Zum anderen kommt es bei stabilen Hochdruckwetterlagen ohne großräumiges äußeres Windfeld zu einer allgemeinen aufsteigenden Luftbewegung über dem Gebirge. Dieser Effekt wird auch als "alpines Pumpen" bezeichnet und hat seine Ursache in einer großräumigen Konvektion die bei starker Sonneneinstrahlung über dem Gebirge einsetzt [Kreipl, 2005]. Typisch dafür ist zum Beispiel der kräftige nachmittägliche Talwind aus nördlicher Richtung in Garmisch-Partenkirchen, wie er auch am 17. September 2004 zu beobachten war. Das alpine Pumpen führt zu einer flächigen Anhebung der Grenzschicht über dem Gebirge.

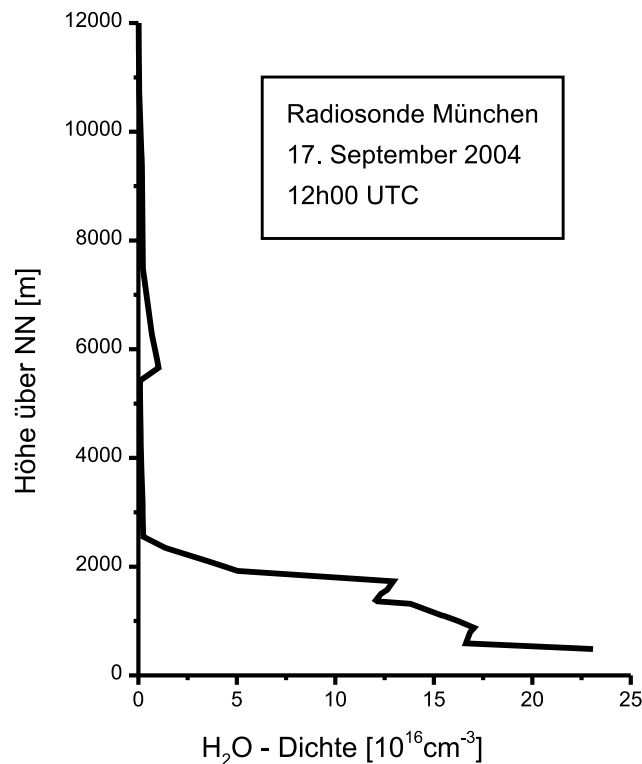


Abbildung 3.13: Eine etwa zu selben Zeit im 100 km entfernten München gestartete Radiosonde zeigt ein ähnliches Feuchteprofil, wie die mit dem Wasserdampf-LIDAR auf der Zugspitze durchgeführte Messung. Etwa ab der dem Schneefernerhaus entsprechenden Höhe ist es sehr trocken. Dass die feuchte Schicht um 6 km Höhe in der LIDAR-Messung nur vergleichsweise schwach in Erscheinung tritt, ist vermutlich auf lokale Effekte zurückzuführen. Zum Zeitpunkt der Messung war es in München leicht bewölkt, während es auf der Zugspitze wolkenlos war.

Bemerkenswerterweise wirkt sich das Vorhandensein von Tageslicht nur gering auf das Signal/Rausch-Verhältnis dieser Messung aus. Die Filterbreite für den Messkanal beträgt 0.5 nm. Die besonders klare Luft am 17. September 2004 lieferte als Tageslicht-Hintergrund praktisch nur reines durch Rayleigh-Streuung verursachtes Streulicht (tiefblauer Himmel), welches im Bereich der LIDAR-Wellenlängen um 817 nm nur noch sehr gering ist (siehe Kapitel 2.3.1.2). Ebenfalls zeigt diese Messung, dass, wie hier erfolgt, unter derart trockenen Bedingungen durchaus die Wahl stärkerer Absorptionslinien in Betracht gezogen werden sollte, um die Messempfindlichkeit für geringere Wasserdampfkonzentrationen zu erhöhen. Interessant ist der Vergleich mit der LIDAR-Messung vom 2. September 2004, die unter vergleichsweise ungünstigen Bedingungen durchgeführt wurde (Siehe Abb. 3.14.). Diese wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben.

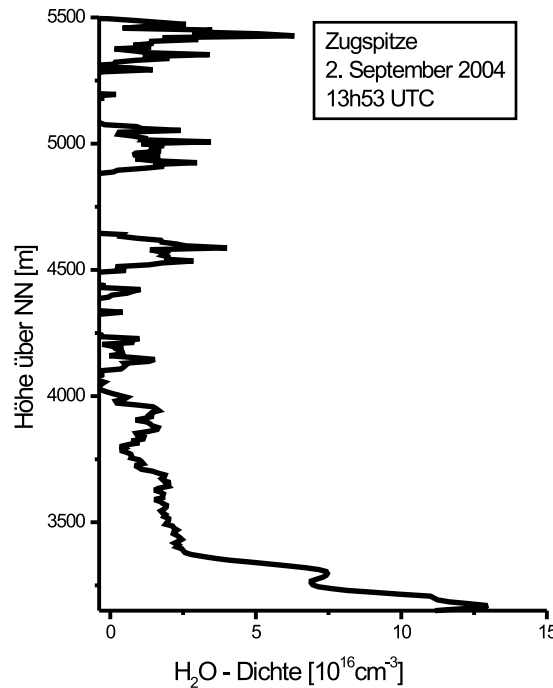


Abbildung 3.14: LIDAR-Messung unter ungünstigen Bedingungen mit starkem Tageslichthintergrund und hoher Feuchtigkeit im unteren Messbereich. Bereits in 4000 m Höhe ist das λ_{on} -Licht praktisch völlig "verhungert", so dass keine verwertbaren LIDAR-Signale aus größeren Höhen ein treffen. Darüber hinaus wird das Signal/Rausch-Verhältnis durch den an diesem Tag sehr starken Tageslichthintergrund (dunstig mit fast weißlichem Himmel) negativ beeinflusst.

3.6 Hohe Feuchtigkeit und Hintergrundlicht

Am 2. September 2004 wurde um die Mittagszeit vor dem Aufzug einer Gewitterstörung eine LIDAR-Messung mit dem Wasserdampf-DIAL durchgeführt. Es herrschten vergleichsweise ungünstige Bedingungen für eine DIAL-Messung bei der starken Absorptionslinie bei 817.223 nm. Diese zeichneten sich durch starkes Tagesstreulicht mit nur geringem Rayleigh-Anteil (sehr dunstig mit fast weißlichem Himmel) und eine hohe Feuchtigkeit auch oberhalb der Zugspitze aus. Am Schneefernerhaus wurde ein noch weitaus höherer Wert gemessen, der die hohe Lichtextinktion bei der LIDAR-Wellenlänge λ_{on} bestätigt (siehe Abb. 3.15). Die Messung in Abbildung 3.14 zeigt, dass unter solchen Bedingungen die Reichweite stark beschränkt ist und die Wahl schwächerer Absorptionslinien in Betracht gezogen werden muss, damit das Laserlicht mit der Wellenlänge λ_{on} nicht schon nach einer kurzen Wegstrecke völlig ausgelöscht wird. Auch könnte das starke Tagesstreulicht mit schmalbandigeren Filtern deutlich reduziert werden, insbesondere bei einer spektralen Trennung der beiden LIDAR-Wellenlängen im LIDAR-Empfänger. Ebenso müsste das APD-Rauschen deutlich reduziert werden, um hier bessere Ergebnisse zu erzielen.

Die zunächst naheliegende Vermutung, dass ein derartiges Messergebnis auf eine Dejustage des Lasers zurückzuführen ist, kann hier praktisch ausgeschlossen werden. Der Aufbau des Lasersystems mit einem gemeinsamen Laserverstärker gewährleistet, dass die Laserpulse beider LIDAR-Wellenlängen λ_{on} und λ_{off} stets parallel ausgesendet werden. Die LIDAR-Messung vom 2. September illustriert auch, welche Erschwernisse bei Wasserdampf-LIDAR-Messungen zu erwarten wären, wenn sich das Wasserdampf-DIAL an einem tiefer gelegenen Standort im Tal befinden würde, wo es meistens deutlich feuchter ist.

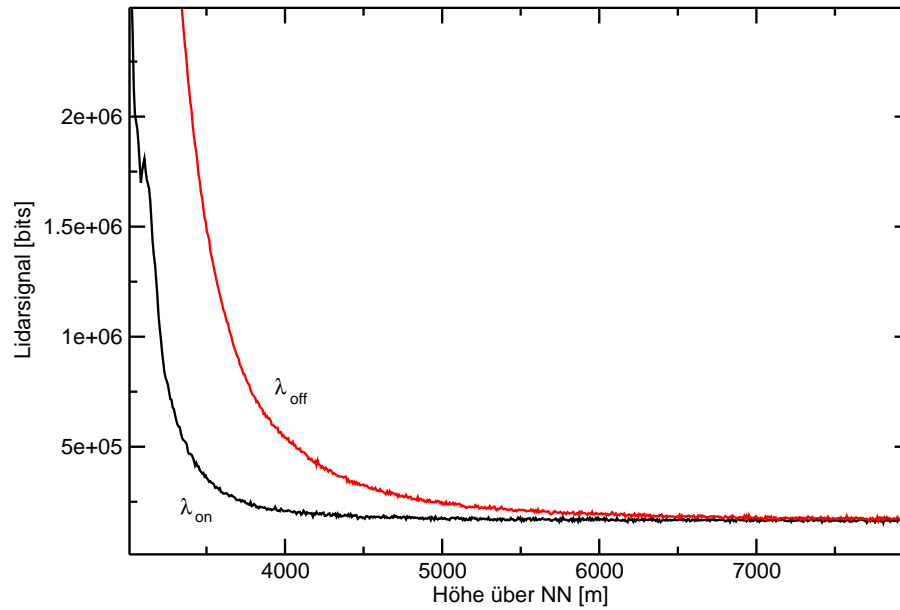


Abbildung 3.15: Die LIDAR-Empfangssignale der Messung vom 2. September 2004 gehen für die Wellenlänge λ_{on} bereits bei etwa 4000 m Höhe im Rauschen (Tageslichthintergrund und APD-Rauschen) unter.

3.7 Vergleich mit Radiosonden-Messungen

Der direkte Vergleich zwischen LIDAR-Messungen und Radiosonden-Messungen der Wasserdampfkonzentration ist keine ganz einfache Angelegenheit. Die räumlich nächstgelegenen regelmäßigen Radiosondenaufstiege finden in München statt, also etwa 100 km entfernt. Die Sonden starten im Regelfall jeden Tag um 0h00 UTC und 12h00 UTC. Damit liegt neben der räumlichen Distanz oft auch ein zeitlicher Abstand bis maximal 6 Stunden zwischen LIDAR-Messung und Radiosondenaufstieg. Nur bei großräumig stabilen Wetterlagen (stabile Hochdrucklagen im Herbst und Winter ohne starke Konvektionszellen) ist ein Vergleich über derart große Distanzen sinnvoll.

Die vom Deutschen Wetterdienst (DWD) zur Verfügung gestellten Messdaten der Radiosonden enthalten üblicher Weise Druck, Temperatur, Taupunkt und relative Feuchte über Wasser (auch für Temperaturen unter dem Gefrierpunkt). Unter der relativen Feuchte H_R versteht man das Verhältnis von Wasserdampf-Partialdruck p_w zum Sättigungsdampfdruck p_{ws} .

$$H_R = \frac{p_w}{p_{ws}} \quad (3.17)$$

Der Sättigungsdampfdruck ist allein von der Temperatur abhängig und beschreibt denjenigen Dampfdruck, bei dem Verdunstung und Kondensation im Gleichgewicht sind, und die Luft normalerweise kein weiteres Wasser aufnimmt. Ohne Kondensationsflächen oder -Keime ist in sehr reiner Luft ein Übersättigungsfaktor von mehr als 2 möglich. In der Atmosphäre kommt es üblicher Weise nur zu geringen Übersättigungen bis zu wenigen Prozent. Der Sättigungsdampfdruck gegenüber Eis ist geringer als gegenüber unterkühltem Wasser der gleichen Temperatur. Für die Berechnung des Sättigungsdampfdrucks p_{ws} gegenüber Wasser bieten sich empirische "Magnus-Formeln" für verschiedene Temperaturbereiche an. Für den LIDAR-Messbereich eignet sich besonders gut die von Sonntag [1982] angegebene Form:

$$p_{ws} = p_{ws0} \cdot \exp\left[\frac{17.5043 \cdot \vartheta}{241.2 \text{ °C} + \vartheta}\right] \quad (3.18)$$

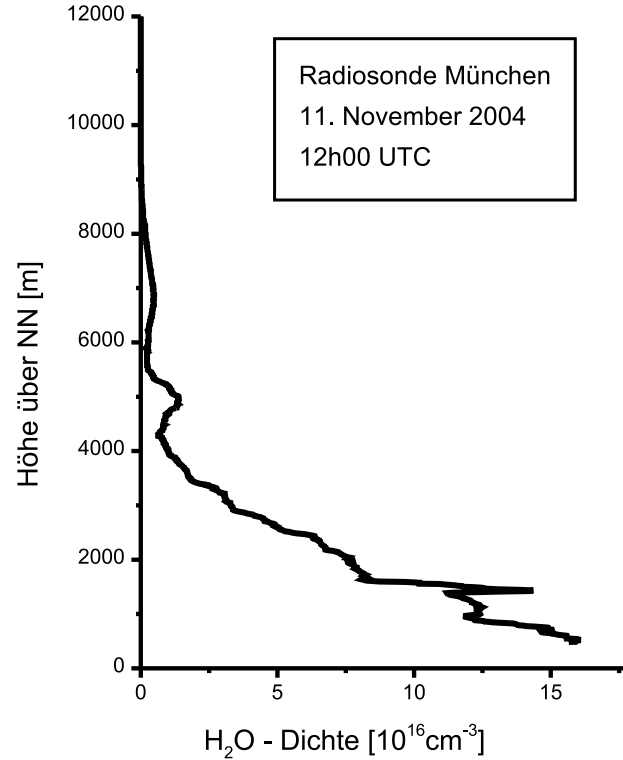


Abbildung 3.16: Feuchtemessung mit einem Radiosondenaufstieg am 11. November 2004 in München. Die Konzentrationswerte wurden mit Hilfe der "Magnus-Formel" (siehe Text) aus den relativen Feuchtwerten der Sondenmessung berechnet. Auch hier ist ein Konzentrationsminimum erkennbar, wenn auch nicht so deutlich ausgeprägt wie in der LIDAR-Messung, dass auf eine Intrusion zurückzuführen ist.

Dabei ist ϑ die Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ und $p_{ws0} = 611.213 \text{ Pa}$ der Sättigungsdampfdruck über Wasser bei einer Temperatur von 0°C . Im Temperaturbereich zwischen -30°C und $+70^{\circ}\text{C}$ gilt diese Formel mit einem Fehler von weniger als 1%, allerdings nur für reines Wasser und über ebenen Wasseroberflächen. Bei gekrümmten Tropfenoberflächen steigt der Sättigungsdampfdruck. Bei einem Tropfendurchmesser von $1 \mu\text{m}$ liegt p_{ws} um 12% höher, bei einem Tropfendurchmesser von 0.1 mm aber nur noch um 0.12% über dem Sättigungsdampfdruck. Die Anwesenheit von Luft muss durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt werden, der im Temperaturbereich des LIDAR-Messbereichs und Normaldruck den Wert $f_t = 1.00519 \pm 0.00108$ hat. (Alle Angaben aus Wikipedia [2005].)

Aus relativer Feuchte und Sättigungsdampfdruck lässt sich dann die absolute Feuchte H_A berechnen:

$$H_A = \rho_W = \frac{H_R \cdot f_L \cdot p_{ws} \cdot N_A}{m_W \cdot R \cdot T} \quad (3.19)$$

Dabei ist $N_A = 6.0221367 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$ die Avogadro-Konstante, $m_w = 18.01$ die Massenzahl des Wassermoleküls, $R_w = 461.52 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ die Gaskonstante von Wasserdampf und T die Temperatur in $^{\circ}\text{K}$.

Bis zum 31. Oktober 2004 wurden vom Deutschen Wetterdienst Radiosonden vom Typ RS80 eingesetzt, seit dem 1. November 2004 kommen Radiosonden vom Typ RS92 zum Einsatz. Die neuen Radiosonden RS92 liefern neben der relativen Feuchte auch das Mischungsverhältnis M_R zwischen Wasserdampf und trockener Luft. Daraus lässt sich die absolute Feuchte genauer und

einfacher berechnen als aus der relativen Feuchte. Mit

$$M_R = \frac{\rho_w}{\rho_l} \quad (3.20)$$

ergibt sich unter der vereinfachenden Annahme idealer Gase für die absolute Wasserdampfdichte

$$\rho_w = \frac{p_w}{kT} = \frac{M_R \cdot p}{(M_R + \epsilon) \cdot k \cdot T} \quad (3.21)$$

wobei ϵ dem Verhältnis der Gaskonstanten von Luft und Wasserdampf entspricht.

$$\epsilon = \frac{R_l}{R_w} = 0.622 \quad (3.22)$$

Die absolute Wasserdampfkonzentration errechnet sich dann zu

$$N_w = \frac{\rho_w \cdot N_A}{m_w} \quad (3.23)$$

Für die LIDAR-Messungen vom 17. September 2004 (trockene freie Troposphäre) und 11. November 2004 (stratosphärische Intrusion) wurden Feuchteprofile der Radiosondenaufstiege in München für den direkten Vergleich vom Deutschen Wetterdienst angefordert. Die Daten des Radiosondenaufstiegs vom 17. September 2004 sind jedoch vergleichsweise schlecht aufgelöst, da sie nur sogenannte "Signifikanzpunkte" enthalten. Mit Einführung der neuen Radiosonden vom Typ RS92 stehen für den Radiosondenaufstieg vom 11. November 2004 jedoch hochaufgelöste (< 20 m) Daten zur Verfügung.

Das mit der Radiosonde am 17. September aufgenommene Feuchteprofil (siehe Abb. 3.12 und Abb. 3.13.) deckt sich oberhalb von 6.5 km recht gut mit den LIDAR-Werten. Unterhalb messen LIDAR und Radiosonde ebenfalls ähnliche Feuchtwerte, allerdings mit einem Höhenversatz von etwa 1300 m was sich wie oben bereits erklärt durch eine Hebung der atmosphärischen Vertikalstruktur über dem Gebirge erklären lässt.

Bei genauerer Betrachtung der Radiosonden-Messung vom 11. November 2004 fällt dort die schwächere Ausprägung der Intrusion auf. Neben lokalen Effekten könnte eine mögliche Ursache in der systematischen Schwäche von Feuchtemessungen mit Radiosonden bei stark negativem Gradienten der Wasserdampfkonzentration liegen. Beim schnellen Übergang von relativ feuchten zu trockenen und kalten Luftschichten neigen Radiosonden allgemein dazu, Feuchtigkeit in die trockene Luftschicht mitzuführen was dann zu systematisch überhöhten Messwerten für die Wasserdampfkonzentration führt. Dadurch könnte ein scharfes Intrusionsminimum im Radiosondenprofil verwischt werden. Trotz der an sich guten Höhenauflösung der Radiosonden mit deutlich unter 20 m kann diese systematische Trägheit bei Feuchtemessungen für eine effektiv wesentlich gröbere Vertikalauflösung sorgen.

Die Vergleiche eignen noch nicht für eine Validierung der LIDAR-Messungen. Hierzu sind Vergleichsmessungen vor Ort notwendig. Immerhin ist im obersten dargestellten Höhenbereich jeweils eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Dies ist im Hinblick auf die Optimierung des LIDARs für Messungen in der in der oberen Troposphäre ermutigend.

3.8 Vermessung von Absorptionslinien

Zunächst war die für das Wasserdampf-DIAL ausgewählte Absorptionslinie bei 817.223 nm nur aus der Literatur bekannt [Ponsardin und Browell, 1997]. Wie schon die Simulationen (Kapitel 2.3.3.7) zeigten, würde man für verschiedene atmosphärische Bedingungen jedoch einen ganzen Satz von Absorptionslinien mit verschiedenen Linienparametern benötigen. Um wenigstens eine grobe Information über Linienposition und -Stärke zu erhalten, wurde direkt mit dem LIDAR das Rückstreulicht aus verschiedenen Höhen bei einigen diskret eingestellten Wellenlängen gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Die Linie bei 817.223 nm ist für feuchte Bedingungen

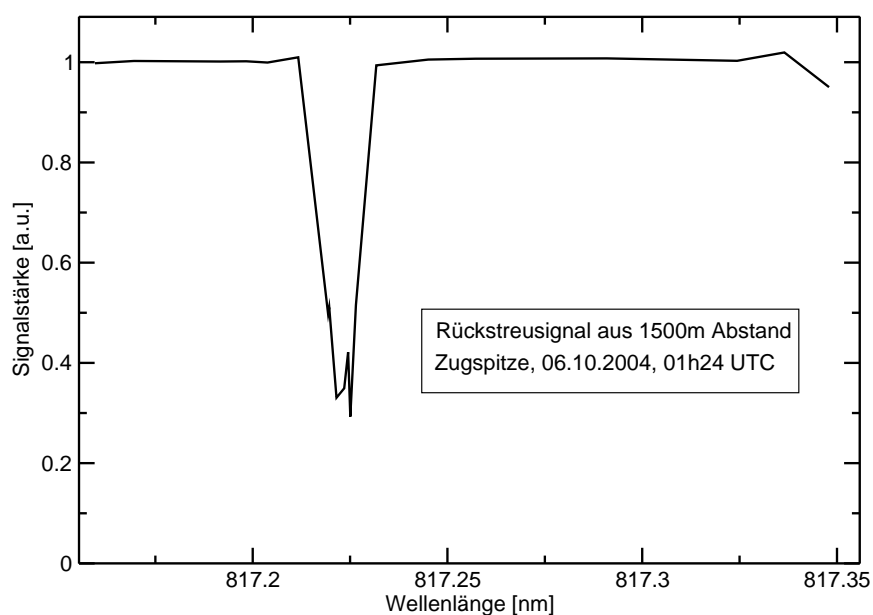


Abbildung 3.17: Eine einfache Analyse der Absorptionsverhältnisse bei 817.223 nm wurde durch einige diskret eingestellte Wellenlängen direkt mit dem LIDAR durchgeführt. Dabei wurde das Rückstreulicht aus 1500 m Höhe über dem Schneefernerhaus untersucht. Schon auf dieser vergleichsweise geringen Distanz wird das Licht auf Hin- und Rückweg im Linienzentrum um etwa 70% geschwächt.

deutlich zu stark, bei 1500 m Streuhöhe werden im Linienzentrum bereits 70% des Streulichts absorbiert was auch Abbildung 3.14 und Abbildung 3.15 widerspiegeln. Die exakte Bestimmung von Linienparametern erfordert jedoch sehr viel genauere Messverfahren (mit definierten Temperatur- und Druckbedingungen) als dies direkt mit dem LIDAR möglich ist (siehe Kapitel 4.3).

3.9 Spektrale Reinheit

Wie bereits erwähnt, ist die spektrale Reinheit des Lasersystems für die Qualität der DIAL-Messungen von außerordentlicher Bedeutung. Um diese zu bestimmen, müssen Absorptionsmessungen durchgeführt werden. Eine solche stellt bereits Abbildung 3.15 dar. Für λ_{on} ist bereits ab 5200 m Höhe kein LIDAR-Signal mehr zu erkennen. Dies bestätigt die Beobachtungen bei den Testmessungen des Lasersystems bei der neben einem einwandfreien Einmodenbetrieb ein fast vollständiges Fehlen von verstärkter spontaner Emission (ASE) gezeigt wurde. Genauere Messungen sollen im Anschluss an diese Arbeit mit Hilfe von Rubidium- und Cäsium-Absorptionszellen durchgeführt werden.

Kapitel 4

Ausblick

Die große Herausforderung dieser Arbeit bestand sicherlich darin, ein für das Wasserdampf-DIAL geeignetes Lasersystem zu entwickeln. Trotz des unerwartet großen Aufwands und vieler unvorhergesehener technischer Schwierigkeiten und Probleme konnte ein weltweit einzigartiges Lasersystem aufgebaut und betrieben werden, das seine Leistungsfähigkeit und Stabilität eindrucksvoll unter Beweis gestellt hat. Die Entwicklung eines weit abstimmbaren gepulsten Einmoden-Lasersystems mit der erzielten hohen Ausgang-Pulsenergie und Stabilität ist ein großer Erfolg. Hinsichtlich der Laserpulsenergie ist sicherlich noch einiges Potential vorhanden, welches im Rahmen der zukünftigen Entwicklung ausgeschöpft werden kann.

Der Betrieb des LIDAR-Systems konnte ebenfalls demonstriert werden. Jedoch besteht hinsichtlich der komplizierten spektroskopischen Details von Wasserdampf noch erheblicher Forschungs- und Entwicklungsbedarf in Bezug auf das Auswertungsverfahren. Die endgültige Validierung des Systems steht noch aus. Diese wird ebenfalls Einfluss auf die Weiterentwicklung der Auswertungs-algorithmen nehmen.

4.1 Laser-Technik

Hochspannungstechnik

Hinsichtlich der Pulsenergie konnte das erhoffte Potential bisher nicht völlig ausgeschöpft werden, was vor allem auf die Probleme mit den Hochspannungskomponenten des Titan:Saphir-Verstärkers zurückzuführen ist, die nicht für den niedrigen atmosphärischen Druck in 2750 m Höhe über NN ausgelegt sind (siehe Kapitel 2.4.6.4). Zwar wurden im Rahmen dieser Arbeit bereits wesentliche Teile der Hochspannungsanlage höhentauglich umgebaut. Durch den Einsatz von Teflonisolatoren und einem Ölbad für die Hochspannungskondensatoren konnte wenigstens ein stabiler Betrieb bis 25 kV Ladespannung ermöglicht werden. Bei einer Betriebsspannung von 26 kV waren jedoch bereits wieder "spratzelnde" Geräusche wahrnehmbar. Weitere Maßnahmen sind somit unerlässlich, wenn die Betriebsspannung der Blitzlampen bis auf die geplanten 30 kV erhöht werden soll. Diesen Arbeiten wird bei der zukünftigen Weiterentwicklung eine hohe Priorität eingeräumt, weil eine Steigerung der Pulsenergie von derzeit 250 mJ auf über 600 mJ für die Qualität der LIDAR-Messungen von einiger Bedeutung ist und gleichzeitig ein Meilenstein in der Lasertechnik gesetzt wird.

Die wichtigsten Umbauten zur Verbesserung der Hochspannungsfestigkeit sind vor allem am Hochspannungsnetzteil durchzuführen. Möglicherweise muss der Hochspannungstrafo in ein neues Gehäuse mit entsprechend großen Sicherheitsabständen zu den Polschuhen eingebaut werden. Der jetzige Einbauort im Netzteilschaltschrank bietet nur vergleichsweise geringe Abstände zwischen Polschuhen und Rahmenkonstruktion sowie zu weiteren Elektronikkomponenten, die sich auch mit zusätzlichen Isolatoren nur schlecht abschirmen lassen.

Im Hochspannungsteil des Titan:Saphir-Verstärkers selbst ist eine verbesserte Kabelführung mit besser isolierten Anschlüssen zu den Blitzlampen und zum Thyatron in Betracht zu ziehen.

Optisch Parametrische Oszillatoren (OPOs)

Der Einmodenbetrieb der beiden OPOs konnte zuverlässig und stabil unter Beweis gestellt werden. Anerkennend hat bereits ein deutscher Laser-Hersteller großes Interesse an der Weiterentwicklung und Kommerzialisierung des Systems bekundet, das wegen großer technischer Probleme von dem ursprünglichen Hersteller wieder vom Markt genommen wurde. Auf dem Weg bis zum marktreifen kommerziellen Produkt ist jedoch noch einiges an Entwicklungsbedarf gegeben. Dabei sind folgende Punkte besonders wichtig:

- Deutlich kompakterer Aufbau in einem thermisch stabilisierten Gehäuse.
- Einsatz Diodenlaser-gepumpter Nd:YAG-Laser als Pumplichtquelle, um höhere Repetitionsraten zu ermöglichen.
- Geringere Pumpenergie, um Diodenlaser-gepumpte Nd:YAG-Laser als Pumplichtquelle einsetzen zu können.
- Verbesserung der mechanischen Antriebe, insbesondere für den Abstimmspiegel, um eine vereinfachte Justage zu erlauben.
- Insbesondere für den LIDAR-Betrieb wäre eine Erhöhung der Schussfrequenz wünschenswert, wobei diese hier allerdings auch durch den Titan:Saphir-Verstärker auf 100 Hz limitiert ist.

Um eine höhere Effizienz bei der Strahleinkopplung in den Ringresonator zu erzielen, wurden in Kapitel 2.4.6.7 bereits einige Konzepte diskutiert, die teilweise aus technischen Gründen wieder verworfen wurden. Bei der weiteren Entwicklung des Systems soll alternativ versucht werden, ob der LIDAR-Betrieb auch mit einem einzigen OPO möglich ist, wobei die Wellenlänge alternierend umgeschaltet werden soll. Dazu muss zusätzlich eine vibrationsarme und präzise Piezoregelung entwickelt werden. Vorteilhaft bei der Verwendung nur eines OPOs wäre die absolute Richtungsstabilität bei der Wellenlängenumschaltung, was für den LIDAR-Betrieb von erheblicher Bedeutung ist. Darüber hinaus böte sich dann auch die Möglichkeit, das DIAL mit drei oder noch mehr Wellenlängen zu betreiben (mit einem oder zwei OPOs). Die Vorteile des Dreiwellenlängenbetriebs liegen in einer verbesserten Anpassung der Reichweite und der Möglichkeit einer internen Qualitätskontrolle durch den Vergleich der beiden unabhängig bestimmten Wasserdampfprofile. Die Verwendung von drei Wellenlängen im DIAL wurde bereits erfolgreich beim Ozon-LIDAR des IMK-IFU demonstriert [Eisele und Trickl, 1996, 2005]. Beim Betrieb mit nur einem OPO würde sich vorteilhafterweise die Eingangspulsenergie am Ringresonator verdoppeln, da die Verluste an der Strahlvereinigerplatte entfielen. Ob diese Variante erfolgversprechend ist, kann allerdings erst das Experiment zeigen.

Konzept der Laser-Verstärkung

Gemäß dem ursprünglichen Konzept werden die Laserpulse aus den OPOs nur im Ringresonator des Titan:Saphir-Verstärkers verstärkt. Um auf diese Weise maximale Pulsenergien zu extrahieren, sind bei Eingangspulsenergien von ca. 0.3 mJ mehr als 10 Umläufe im Ringresonator nötig, was zu Strahlwegen von 50 m und mehr auf dem Lasertisch zur Folge hat. Entsprechend hoch ist der Justageaufwand und auch die Anforderungen an die Qualität der optischen Komponenten, insbesondere der Korrektur der thermischen Linse (siehe Kapitel 2.4.6.5). Daher ist zu überlegen, ob nicht durch eine Vorverstärkung der Laserpulse aus den OPOs auf über 10 mJ ein Justage-freundlicherer und optisch sauberer Betrieb des Titan:Saphir-Verstärkers möglich ist. Die Vorverstärkung könnte jeweils durch einen kleinen Titan:Saphir-Verstärker erfolgen, der mit überschüssigem Licht aus dem Nd:YAG-Pumplaser betrieben wird. Davon stellt der derzeit verwendete Continuum Powerlite 8020 ausreichend zur Verfügung. Für die Realisierung der Variante mit Vorverstärker, wäre natürlich auch der oben beschriebene Betrieb mit nur einem OPO für beide LIDAR-Wellenlängen besonders vorteilhaft, weil dann ein gemeinsamer Vorverstärker in Bezug auf beide Wellenlängen unkritisch hinsichtlich der Justage wäre.

4.2 LIDAR-Empfänger

Kanalaufteilung

Der LIDAR-Empfänger wurde nach dem ursprünglichen Konzept aufgebaut, mit einem Nahbereichskanal und zunächst einem Fernbereichskanal. Justiermessungen zeigten, dass der Fernbereichskanal bei klaren Verhältnissen und mittlerer Empfindlichkeit sinnvollerweise ab etwa 3300 m Höhe genutzt werden kann. Die minimale Einsatzhöhe wird gemäß dem Nahbereichsverhalten gewählt. Der Höhenbereich von 3000 m bis zum Beginn des Fernbereichs (mit einem gewissen Überlapp) wird durch den Nahbereichskanal abgedeckt. Aufgrund der räumlich sehr beengten Verhältnisse im Empfängergehäuse konnte der Nahbereichskanal jedoch nur mit offenem Gehäusedeckel richtig justiert und betrieben werden, weshalb bei den bisherigen LIDAR-Messungen auf den Nahbereichskanal und somit auf die ersten 300 m des Messbereichs verzichtet wurde. Hier ist jedoch spätestens bis zur Validierung des Systems ein Umbau vorgesehen, so dass auch bei geschlossenem Gehäuse der Nahbereichs-Kanal genutzt werden kann. Um den Fernbereichskanal mit größerer Empfindlichkeit zu betreiben, darf dieser im Gegenzug erst in größerer Höhe (4000 m und mehr) beginnen, weil das starke Streulicht aus niedrigeren Höhen sonst eine Übersteuerung des Empfängers nach sich zöge.

Um eine bessere Tageslichtunterdrückung zu erreichen, wäre der Einsatz noch schmalbandigerer Filter vor den Detektoren wünschenswert. Allerdings müssten dann zumindest im Fernbereichskanal die beiden LIDAR-Wellenlängen räumlich getrennt werden (Siehe Kapitel 2.5.1.2.), wenn die Differenz der Wellenlängen außerhalb der Filterbandbreite liegt. Vor dem Hintergrund der geplanten erweiterten Auswahl von Absorptionslinien (siehe unten) wird ein ganzes Sortiment an Filtern oder Fabry-Perot-Etalons für die verschiedenen Linien beschafft werden müssen. Zuvor muss jedoch mit Hilfe der unten beschriebenen spektroskopischen Untersuchungen definiert werden, welche Absorptionslinien künftig für DIAL-Messungen verwendet werden sollen.

Detektorrauschen und elektromagnetische Abschirmung

Bei guter Vorfilterung wirkt sich das Detektorrauschen der APDs weitaus störender aus als der Tageslichthintergrund. Ein großer Teil dieses Rauschens entsteht jedoch gar nicht in den Detektordioden selbst, sondern in den nachgeschalteten Vorverstärkern. Letztlich wird die Empfindlichkeit und die Reichweite des Wasserdampf-DIALs durch dieses Rauschen limitiert, welches um etwa eine Größenordnung verringert werden müsste. Daher wird der Beschaffung rauschärmerer Dioden und Vorverstärker hohe Priorität eingeräumt. Hier sind potentiell die größten Verbesserungen in Bezug auf die Systemreichweite zu erwarten.

Die in die Detektorköpfe der APDs integrierten Vorverstärker sind sehr empfindlich gegenüber hochfrequenten (Radiofrequenzen) elektromagnetischen Einstreuungen. Neben äußeren Störquellen wie Radio- und Mobilfunksender sind vor allem die Blitzlampenzündungen der Lasergeräte sowie die Pockelszellentreiber die Hauptverursacher elektromagnetischer Störungen. Zwar konnte durch einige provisorische Maßnahmen (z.B. Entkopplung von Geräte- und Gehäusemassen, Entfernung des ursprünglich im gleichen Labor befindlichen DOAS-Gerätes sowie die Trennung von Stromversorgungskreisen) deutliche Verbesserungen gegenüber dem anfänglichen Zustand erreicht werden, jedoch gibt es hier noch erheblichen Nachbesserungsbedarf. So ist zu überlegen, ob nicht eine generelle Trennung der Stromversorgungsleitungen von Lasergeräten und LIDAR-Empfänger schon an der Hauptverteilung außerhalb des Labors möglich ist. Eine optimale Entstörung wird sich nur empirisch durch Experimente mit verschiedenen Abschirmungen und Erdungsknoten realisieren lassen.

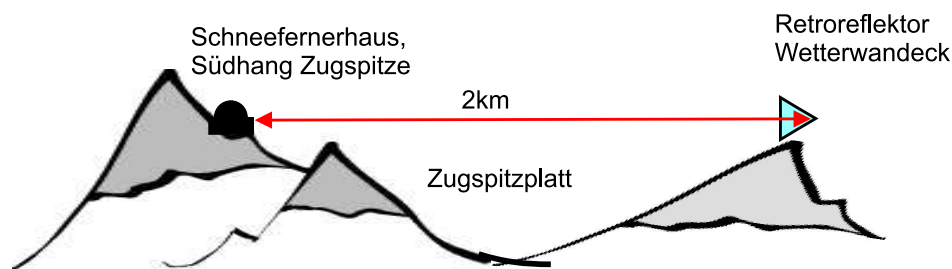


Abbildung 4.1: Mit Hilfe eines Retroreflektors auf einem etwa 1.6 km entfernten Berggipfel ist Absorptionsspektroskopie in realer Atmosphäre mit 3.2 km Weglänge möglich. Normalerweise wird der Reflektor für DOAS-Messungen von Arbeitsgruppen der Universität Heidelberg genutzt.

4.3 Auswertungsalgorithmen

Bestimmung der effektiven Absorptionsquerschnitte

Die hier gezeigten LIDAR-Messungen wurden mit den in Kapitel 3.2 beschriebenen Algorithmen ausgewertet, in welche der mit der Höhe veränderliche Absorptionsquerschnitt und auch die mit der Höhe veränderliche spektrale Verteilung des Streulichts [Bösenberg, 1998] eingegangen sind. Jedoch wurden die Algorithmen statisch mit festen Vorinformationen bezüglich Temperatur und Feuchteverteilung [LOWTRAN5-Modell, 1989] und unter der Annahme homogener Aerosolverteilungen verwendet. Daher sind zwei weitere Entwicklungsschritte geplant. Zum einen sollen iterative Verfahren entwickelt werden, die nach einer ersten Auswertung die gemessene Wasserdampfverteilung in die darauffolgenden Iterationsschritte einfließen lässt. Zum anderen soll durch Inversion (Klett-Algorithmus, siehe Kapitel 2.3.3.2) des Rückstreuersignals der Wellenlänge λ_{off} eine Vorinformation über die Aerosolverteilung gewonnen werden. Beides dient der verbesserten Berücksichtigung der spektral veränderlichen Rückstreuung bei der Berechnung der effektiven Absorptionsquerschnitte.

Spektroskopische Analysen

Neben der spektralen Verteilung des Lichts ist auch eine sehr genaue Kenntnis der Absorptionslinienform und der sie bestimmenden Linienparameter von größter Wichtigkeit bei der Ermittlung des differentiellen Absorptionsquerschnitts für die DIAL-Auswertung. Für die hier gezeigten LIDAR-Messungen kam die von Ponsardin und Browell [1997] genau beschriebene und empfohlene Linie bei 817.223 nm zum Einsatz, die jedoch relativ stark ist und deren Einsatz daher vor allem vergleichsweise trockenen Verhältnissen vorbehalten bleibt. Leider sind nur wenige Absorptionslinien sehr genau vermessen und die Angaben aus HITRAN [2003] oft nicht ausreichend genau. Es ist daher geplant, weitere für DIAL-Messungen relevante Absorptionslinien von Wasserdampf in der 817 nm-Bande exakt zu vermessen. Hierfür ist die Anschaffung eines kontinuierlichen und abstimmbaren Einmoden-Diodenlasers geplant. Als Absorptionsstrecke wurde bereits eine Vielweg-Absorptionszelle mit einer Gesamtweglänge von 100 m beschafft. Darüber hinaus bietet sich ein fest installierter Retro-Reflektor auf dem Zugspitzplatt in einer Entfernung von 1.6 km für Absorptionsmessungen direkt in der Atmosphäre an (siehe Abb. 4.2). Da sich der Reflektor in exakt der gleichen Höhe wie das Labor im Schneefernerhaus befindet, wäre vorteilhafterweise ein konstanter Druck auf der gesamten Absorptionstrecke gegeben und während der Dunkelheit auch eine einigermaßen konstante Temperatur. Die exakte Vermessung von Absorptionslinien und die Entwicklung entsprechend angepasster Auswertungsalgorithmen für das Wasserdampf-LIDAR ist jedoch schon als kleines Projekt zu betrachten, welches zum Beispiel im Rahmen einer Diplomarbeit bearbeitet werden könnte.

4.4 Validierung

Als letzter großer Schritt vor dem operationellen Betrieb des Wasserdampf-LIDARs ist die Validierung des Systems geplant, was allerdings mit einem relativ großen organisatorischen und logistischen Aufwand verbunden ist, da hierfür verschiedene andere Messverfahren möglichst gleichzeitig zu Verfügung stehen sollten (siehe Abb. 4.2).

Einen wesentlicher Teil der Validierungsmessungen kann mit Hilfe des Kleinflugzeugs des IMK-IFU durchgeführt werden, welches dank eines neuen und leistungsstärkeren Motors Höhen bis 6000 m erreichen kann, wenn es nicht zu kalt ist (der Pilot sitzt im Freien). Neben einem Taupunktspiegel führt das Flugzeug für Feuchtemessungen auch noch eine Absorptionskammer für Absorptionsmessungen mit. Außerdem wird die Entwicklung einer Messanordnung zur Vor-Ort-Messung des Rückstreuungskoeffizienten in Betracht gezogen, mit deren Hilfe eine exakte Bestimmung des Partikel-Anteils der Rückstreuung möglich wäre.

Gleichzeitig sollten Radiosondenaufstiege vor Ort Feuchtedaten aus größeren Höhen liefern. Allerdings sind Radiosondenaufstiege mit großem organisatorischen und auch personellem Aufwand verbunden, so dass sich derartige Parallelmessungen am besten im Rahmen der 2006 geplanten EUMETSAT-Validierungs-Kampagne anbieten.

Unabhängig davon wird synchron zu LIDAR-Messungen der Abwurf von Drop-Radiosonden über dem Zugspitzgebiet aus dem Forschungsflugzeug "Falcon" der DLR in Erwägung gezogen. Da extra angeforderte Flüge der Falcon sehr teuer sind, wird zweckmäßigerweise der Sondenabwurf während Routineflügen stattfinden, deren Route gegebenenfalls in über das Zugspitzgebiet gelegt werden muss. Zwei Steigflüge über dem Zugspitzgebiet mit dem Forschungsflugzeug "Stratophysica" im Juli 2005 konnten wegen geschlossener Bewölkung leider nicht zur Validierung genutzt werden.

Das Fourier-Transformspektrometer kann ab Zugspitzgipfelhöhe (2965 m) Wasserdampfgesamtsäulen aufnehmen. Diese können sogar noch mit einer gewissen Höhenauflösung in Vertikalprofile von wenigstens drei Stufen umgerechnet werden. Da sich fast die gesamte atmosphärische Wasserdampfsäule oberhalb des Zugspitzgipfels im Messbereich des Wasserdampf-LIDARs befindet, sind die Messungen des FTIR auf dem Zugspitzgipfel ebenfalls für einen Vergleich mit den LIDAR-Messungen geeignet.

4.5 LIDAR-Messungen

Automatisierung des Messbetriebs

Wenn nach der Validierung des Systems der operationelle Betrieb des Wasserdampf-LIDARs aufgenommen wird, wird die teilweise Automatisierung des gesamten Systems ein weiterer Bestandteil der Entwicklung sein. Ziel der Automatisierung ist die Reduktion des Zeitaufwands für den operationellen Betrieb. Über Internet-Verbindungen sollen Laser-System und LIDAR-Empfänger ferngesteuert und kontrolliert werden. Inwieweit eine völlige Automatisierung von LIDAR-Messungen (ohne Laborant vor Ort) möglich ist, kann erst die praktische Erfahrung zeigen.

Operationeller Betrieb

Der operationelle Betrieb sieht vor, dass in regelmäßigen Abständen bei geeigneter Wetterlage, sowie bei besonderen meteorologischen Ereignissen LIDAR-Messungen durchgeführt werden.

Darüber hinaus ist im Sommer/Herbst 2007 die Teilnahme an einer Intensivmesskampagne im Rahmen der COPS-Aktivitäten geplant. Die Kampagne COPS (Convective and Orographically-induced Precipitation Study) dient der Untersuchung von Regenbildung durch Gebirgseinflüsse und Wärmekonvektion. Dazu werden im Südwestdeutschen Raum intensive Messungen mit verschiedenen Messsystemen zur gleichen Zeit durchgeführt. Wegen der räumlichen Nähe bietet sich auch der Einsatz des Wasserdampf-LIDARs auf der Zugspitze zur Teilnahme an dieser Kampagne an. Hier sollen Messungen in hoher zeitlicher Dichte durchgeführt werden, etwa im Abstand einer halben oder ganzen Stunde. Bei Bedarf können Messungen rund um die Uhr erfolgen. Im Anschluss müssen die Daten innerhalb von ca. drei Monaten ausgewertet werden. COPS ist eingebunden in

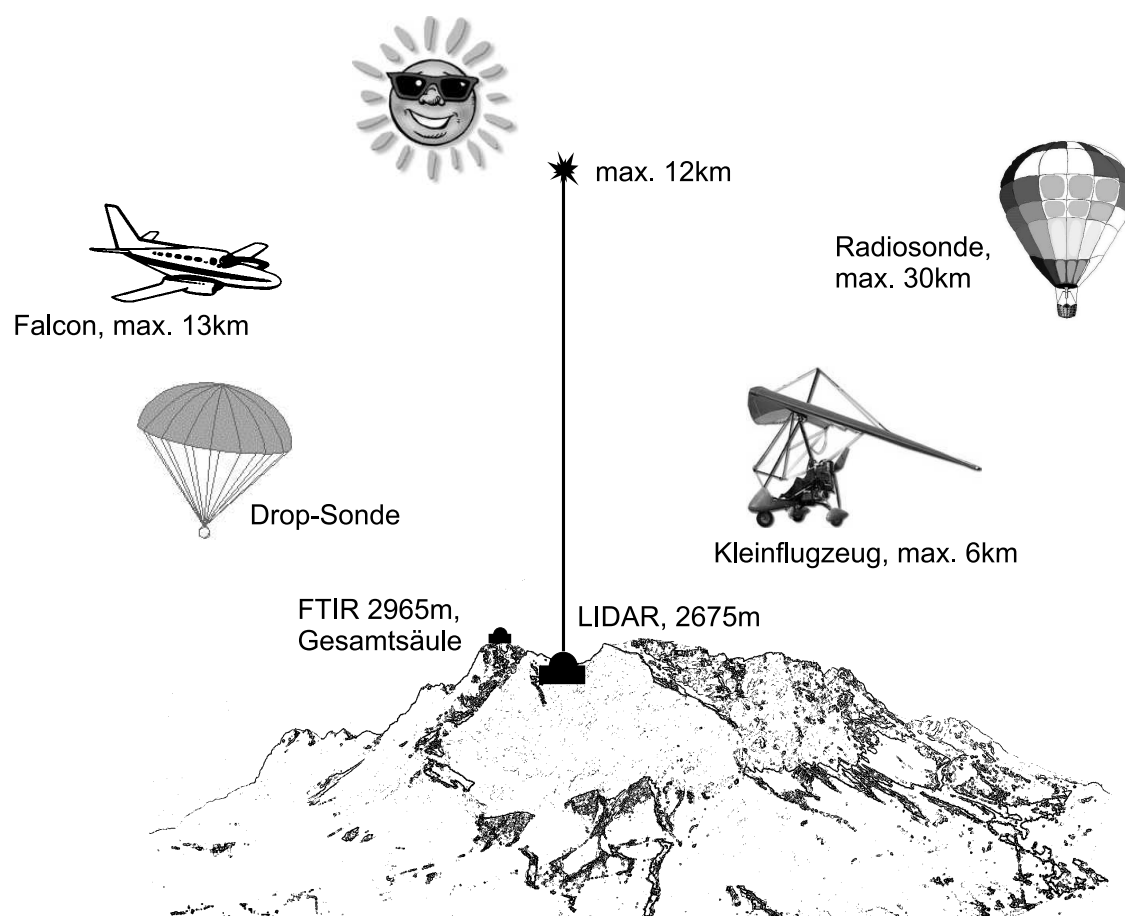


Abbildung 4.2: Übersicht über die geplanten Validierungsmessungen mit Drop-Sonden, Radiosondenaufstiegen, Messungen durch das Kleinflugzeug des IMK-IFU sowie Säulenmessungen mit dem Fourier-Transform-Spektrometer (FTIR) auf dem Zugspitzgipfel.

das Schwerpunktprogramm 'Quantitative Niederschlagsvorhersage' der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG).

Ebenso wird das Wasserdampf-LIDAR nach der Validierung bei entsprechender Anforderung für Satelliten-Validierungen und weitere Aufgaben eingesetzt werden.

4.6 Schlusswort

An die Entwicklung eines neuen Messsystems, wie dem Wasserdampf-DIAL auf der Zugspitze ist natürlich die Hoffnung geknüpft, dass sie zu neuen wissenschaftlichen Erkenntnissen führt, die für die Atmosphären- und Klimaforschung von großem Interesse sind. Wasserdampf ist, wie bereits eingangs dieser Arbeit beschrieben, eines der bestimmenden Elemente des Klimas. Trotzdem ist Wasserdampf in seiner Rolle und Wirkung im Klimasystem insbesondere im Wechselspiel mit den durch Menschenhand verursachten Klimaveränderungen noch längst nicht verstanden und ausreichend erforscht. Um eine mögliche zukünftige Klima-Katastrophe [Friedlingstein und Solomon, 2005] abzuwenden und geeignete Gegenmaßnahmen zu ergreifen, ist ein besseres Verständnis der klimatologischen Zusammenhänge dringend geboten. Zur Verbesserung des Kenntnisstandes ist die Schaffung eines geeigneten Instrumentariums zur präzisen, räumlich aufgelösten Messung von Wasserdampf erforderlich. Die LIDAR-Technik wird hier eine wesentliche Rolle spielen.

Das neue LIDAR wird über die für die Klimaforschung relevanten Langzeitmessungen hinaus einen wichtigen Beitrag zur Verstärkung des am Institut etablierten Programms zum Verständnis der Vertikalverteilung von Spurenstoffen in der freien Troposphäre liefern. Es ergänzt in idealer Weise die bereits vorhandenen Messsysteme und soll mit diesen synchronisiert werden. Das entwickelte Lasersystem hat mit seinem großen Abstimmbereich ein hohes Potential für die spektroskopische Messung anderer Spurengase und weitere Anwendungen, wie zum Beispiel die Aufnahme von Temperaturprofilen [Theopold und Bösenberg, 1993; Shimizu u. a., 1983]. Mit Hilfe letzterer könnte dann aus den absoluten Feuchtemessungen wieder die meteorologisch interessante relative Feuchte berechnet werden.

Das Wasserdampf-LIDAR auf der Zugspitze allein kann sicherlich noch nicht die vielen Fragen um den Wasserdampf beantworten, aber es ist ein wichtiger Schritt in der Entwicklung geeigneter Messinstrumente. Daran knüpft sich die Aufforderung, dass zukünftig auch anderenorts hochwertige Geräte gebaut werden, damit weltumspannend die gesamte Wasserdampf-Thematik um unser Klima besser erforscht werden kann.

Veröffentlichungen

Im Rahmen dieser Arbeit konnten bereits einige Forschungsergebnisse veröffentlicht werden. Die einzelnen Publikationen und Forschungsberichte sind im Folgenden aufgelistet.

Publikationen

- The Zugspitze Lidar: On the Way to Ground-Based Water-Vapour Measurements throughout the Free Troposphere, T. Trickl, H. Vogelmann, pp. 81 to 84 in: Lidar Remote Sensing in Atmospheric and Earth Sciences, Reviewed and Revised Papers presented at the 21th International Laser Radar Conference, Québec, Canada, July 8 to 12, 2002, L. R. Bissonette, G. Roy, G. Vallée, Eds., Defence R&D Canada-Valcartier (Val-Bélair, QC G3J 1X5, Canada, 2002)
- A Powerful Widely Tunable Single-mode Laser System for Lidar Sounding of Water Vapour throughout the Free Troposphere, T. Trickl, H. Vogelmann, pp. 175 to 178 in: Reviewed and Revised Papers Presented at the 22nd International Laser Radar Conference, Matera, Italy, July 12 to 16, 2004, G. Pappalardo, A. Amodio, B. Warmbein, Eds., ESA Publications Division (Noordwijk, The Netherlands, 2004), ISBN 92-9092-872-7, ISSN 0379-6566
- Ein weit abstimmbares gepulstes Einmodenlasersystem mit nahe 1 J Impulsenergie, T. Trickl, H. Vogelmann, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hannover (Germany), 24. bis 28. März 2003, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 6/2003, Beitrag Q4.6, p. 122
- Wasserdampfmessungen bis in den Tropopausenbereich mit einem leistungsfähigen differentiellen Absorptionslidar (DIAL) auf der Zugspitze, T. Trickl, H. Vogelmann, 69. Jahrestagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin (Germany), 4. bis 9. März 2005, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 5/2005, Beitrag UP 4.1, p. 88

Berichte und Sonstiges

- Atmospheric Long-range Transport and its Impact on the Trace-gas Concentrations in the Free Troposphere over Central Europe (ATMOFAST), A. Ebel, S. Eckhardt, H. Feldmann, C. Forster, H. Jäger, H. Jakobs, P. James, H.-J. Kanter, M. Kerschgens, S. Kreipl, M. Memmesheimer, H. E. Scheel, A. Stohl, T. Trickl, H. Vogelmann, Atmosphärenforschung 2000, Newsletter 9, December 2004, GSF-Forschungszentrum (München, Germany, 2004), 7-10
- Entwicklung eines leistungsstarken Lidarsystems für die Messung von Wasserdampf und anderen Spurenstoffen an der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus, T. Trickl, H. Vogelmann, Abschlussbericht, Projektlaufzeit September 1998 bis August 2001, Auftraggeber: Regierung von Oberbayern, Aktenzeichen 300-3245.2-5/98, 26 pp.
- Lidar Sounding of Ozone, Aerosol and Water Vapour for Long-range Transport Studies, T. Trickl, H. Giehl, H. Jäger, P. James, H. Vogelmann, Abschlussymposium des BMBF-gramms Atmosphärenforschung 2000, Bad Tölz (Germany), March 22 to 24, 2004, <http://www.afo-2000.de/symposium04>

Literaturverzeichnis

- [Ackermann u. a. 1999] **Jörg Ackermann, Peter Völger, Matthias Wiegner**: Significance of Multiple Scattering from Tropospheric Aerosols for Ground-Based Backscatter Lidar Measurements. In: *Applied Optics* 38 (1999), Nr. 24, S. 5195–5201
- [Ansmann und Bösenberg 1987] **Albert Ansmann, Jens Bösenberg**: Correction scheme for spectral broadening by Rayleigh scattering in differential absorption lidar measurements of water vapor in the troposphere. In: *Applied Optics* 26 (1987), Nr. 15
- [Bates 1984] **D. R. Bates**: Rayleigh scattering by air. In: *Planet. Space Science* 32 (1984), S. 785–790
- [Baumgartner und Reichel 1975] **A. Baumgartner, E. Reichel**: *Die Weltwasserbilanz*. Oldenburg, 1975
- [Bevis u. a. 1992] **M. Bevis, S. Businger, T.A. Herring, Ch. Rocken, R.A. Anthes, R.H. Ware**: GPS Meteorology: Remote Sensing of Atmospheric Water Vapor Using the Global Positioning System. In: *J. Geophys. Res.* 97 (1992), S. 15787–15801
- [Blit u. a. 1976] **S. Blit, U. Ganiel, D. Treves**: A Tunable, Single Mode, Injection-Locked Flashlamp Pumped Dye Laser. In: *Applied Physics* 12 (1976), S. 69
- [Bosenberg und Guyer 1993] **W. R. Bosenberg, Dean R. Guyer**: Broadly tunable, single-frequency optical parametric frequency-conversion system. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 10 (1993), Nr. 9, S. 1716–1722
- [Browell u. a. 1998] **E. V. Browell, S. Ismail, W. B. Grant**: Differential absorption lidar (DIAL) measurements from air and space. In: *Appl. Phys. B* B 67 (1998), S. 399–410
- [Browell u. a. 1991] **Edward V. Browell, Syed Ismail, Benoist E. Grossmann**: Temperature sensitivity of differential absorption lidar measurements of water vapor in the 720-nm region. In: *Applied Optics* 30 (1991), Nr. 12, S. 1517–1524
- [Browell u. a. 1985] **Edward V. Browell, Syed Ismail, Scott T. Shipley**: Ultraviolet DIAL measurements of O₃ profiles in regions of spatially inhomogeneous aerosols. In: *Applied Optics* 24 (1985), Nr. 17, S. 2827–2836
- [Brown und Fisher 1993] **A.J.W. Brown, C.H. Fisher**: A 6.5-J flashlamp-pumped Ti : Al₂O₃ laser. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29 (1993), Nr. 9, S. 2513–2518
- [Bruneau u. a. 2001] **Didier Bruneau, Philippe Quaglia, Cyrille Flament, Mireille Meissonnier, Jaques Pelon**: Airborne lidar LEANDRE II for water-vapor profiling in the troposphere. I. System description. In: *Applied Optics* 40 (2001), Nr. 21, S. 3450–3460
- [Bucholtz 1995] **Anthony Bucholtz**: Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. In: *Applied Optics* 34 (1995), Nr. 15, S. 2765–2773
- [Byer 1973] **R.L. Byer**: *Quantum Electronics: A Treatise*. Bd. 1. Academic New York, 1973. – 587–702 S

- [Bösenberg 1998] **Jens Bösenberg**: Ground-Based differential absorption lidar for water-vapor and temperature profiling: methodology. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 18, S. 3845–3860
- [Carnuth u. a. 2002] **W. Carnuth, U. Kempfer, T. Trickl**: Highlights of the tropospheric lidar studies at IFU within the TOR project. In: *Tellus* 54B (2002), S. 163–185
- [Carts 1989] **Yvonne A. Carts**: Titanium sapphire's star rises. In: *Laser Focus World* 9 (1989), S. 73–86
- [Collis und Russell 1976] **R. T. H. Collis, P. B. Russell**: Lidar Measurement of Particles and Gases by Elastic Backscattering and Differential Absorption. In: *Laser Monitoring of the Atmosphere*. 1976, S. 71–151
- [Cromwell u. a. 1989] **E. Cromwell, T. Trickl, Y.T. Lee, A.H. Kung**: Ultranarrow bandwidth VUV-XUV laser system. In: *Rev. Sci. Instruments* 60 (1989), S. 2888–2892
- [Demtröder 1993] **Wolfgang Demtröder**: *Laser-Spektroskopie, Grundlagen und Techniken*. 3. Springer-Verlag, 1993
- [DeShazer und Eggleston 1987] **L.G. DeShazer, J.M. Eggleston**: Extended infrared operation of titanium sapphire laser CLEO, Baltimore, Maryland, USA (Veranst.), April 1987
- [Dicke 1953] **R. H. Dicke**: The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines. In: *Physical Review* 89 (1953), Nr. 2, S. 472–473
- [Dyer und Bischel 1988] **Mark J. Dyer, William K. Bischel**: High-power 80-ns transform-limited Nd:YAG laser. In: *Pulsed Single-Frequency Lasers: Technology and Applications – Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* Bd. 912. 1988
- [Ebel u. a. 2004] **A. Ebel, S. Eckhardt, H. Feldmann, C. Forster, H. Jäger, H. Jakobs, P. James, H.-J. Kanter, M. Kerschgens, S. Kreipl, M. Memmesheimer, H. E. Scheel, A. Stohl, T. Trickl, H. Vogelmann**: Atmospheric Long-range Transport and its Impact on the Trace-gas Concentrations in the Free Troposphere over Central Europe (ATMOFAST). In: *Atmosphärenforschung 2000 Newsletter* 9 GSF-Forschungszentrum (München, Germany, 2004) (2004), Nr. December 2004
- [Edlen 1966] **Bengt Edlen**: The Refractive Index of Air. In: *Metrologia* 2 (1966), Nr. 2, S. 71–80
- [Ehret u. a. 1993] **G. Ehret, C. Kiemle, W. Renger, G. Simmet**: Airborne remote sensing of tropospheric water vapor with a near-infrared differential absorption lidar system. In: *Applied Optics* 32 (1993), Nr. 24, S. 4534–4551
- [Eikema u. a. 1997] **K. S. E. Eikema, W. Ubachs, W. Vassen, W. Hogervorst**: Lamb shift measurement in the $1\ ^1S$ ground state of helium. In: *Physical Review A* 55 (1997), S. 1866–1884
- [Eisele u. a. 1999] **H. Eisele, H. E. Scheel, R. Sládkovič, T. Trickl**: High-Resolution Lidar Measurements of Stratosphere-Troposphere Exchange. In: *J. Atmos. Sci.* 56 (1999), 15. Januar, S. 319–330
- [Eisele 1997] **H. U. Eisele**: *Aufbau und Betrieb eines Dreiwellenlängen-Lidars für Ozonmessungen in der gesamten Troposphäre und Entwicklung eines neuen Auswerteverfahrens zur Aerosolkorrektur*. Tübingen, Universität Tübingen, Dissertation, 1997. – 107 S
- [Eisele und Trickl 1996] **Holger Eisele, Thomas Trickl**: Generation of the IFU Stationary Tropospheric Ozone Lidar. In: **A. Ansmann** (Hrsg.), **R. Neuber** (Hrsg.), **P. Rairoux** (Hrsg.), **U. Wandinger** (Hrsg.): *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar*. Springer, 1996, S. 379–382

- [Eisele und Trickl 2005] **Holger Eisele, Thomas Trickl**: Improvements of the aerosol algorithm in ozone lidar data processing by use of evolutionary strategies. In: *Applied Optics* 44 (2005), Nr. 13, S. 2638–2651
- [Elliott und Gaffen 1991] **William P. Elliott, Dian J. Gaffen**: On the Utility of Radiosonde Humidity Archives for Climate Studies. In: *Bulletin American Meteorological Society* 72 (1991), Nr. 10
- [Elsaesser 1984] **Hugh W. Elsaesser**: The Climatic Effect of CO_2 : A different View. In: *Atmospheric Environment* 18 (1984), Nr. 2, S. 431–434
- [Erickson 1989] **E.G. Erickson**: Flashlamp-pumped titanium:sapphire laser Meeting on Tunable Solid State Lasers, North Falmouth, Mass., USA (Veranst.), 1989
- [Fernald 1984] **Frederick G. Fernald**: Analysis of atmospheric lidar observations: some comments. In: *Applied Optics* 23 (1984), Nr. 5, S. 652
- [Ferrare u. a. 1995] **R. A. Ferrare, S. H. Melfi, D. N. Whiteman, K. D. Evans, F. J. Schmidlin, D. O. Starr**: A Composition of Water Vapor Measurements Made by Raman-Lidar and Radiosondes. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 12 (1995)
- [Franken u. a. 1961] **P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters, G. Weinreich**: Generation of Optical Harmonics. In: *Phys. Rev. Lett.* 7 (1961)
- [Friedlingstein und Solomon 2005] **Pierre Friedlingstein, Susan Solomon**: Contributions of past and present human generations to committed warming caused by carbon dioxide. In: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 102 (2005), Nr. 31
- [Galatry 1961] **Louis Galatry**: Simultaneous Effect of Doppler and Foreign Gas Broadening on Spectral Lines. In: *Physical Review* 122 (1961), Nr. 4, S. 1218–1223
- [Genio u. a. 1994] **Anthony D. Del Genio, William Kovari, Mao-Sung Yao**: Climatic implications of the seasonal variation of upper troposphere water vapor. In: *Geophysical Research Letters* 21 (1994), Nr. 24, S. 2701–2704
- [Grützmacher und Steiger 1998] **Grützmacher, Steiger**: *private Mitteilung*. 1998
- [Hall und Manabe 1997] **Alex Hall, Syukuro Manabe**: The Role of Water Vapor Feedback in Unperturbed Climate Variability and Global Warming. In: *Journal of Climate* 12 (1997), S. 2327–2346
- [Hall und Manabe 2000] **Alex Hall, Syukuro Manabe**: Effect of water vapor on internal and anthropogenic variations of the global hydrologic cycle. In: *Journal of Geophysical Research* 105 (2000), S. 6935–6944
- [Hansen u. a. 2004] **James Hansen, Larissa Nazarenko, Reto Ruedy, Makiko Sato, Josh Willis, Anthony Del Genio, Dorothy Koch, Andrew Lacis, Ken Lo, Surabi Menon, Tica Novakov, Judith Perlwitz, Gary Russell, Gavin A. Schmidt, Nicholas Tausnev**: Earth's Energy Imbalance: Confirmation and Implications. In: *Science* 308 (2004), Nr. 5727, S. 1431–1435
- [Hansen und Lacis 1991] **James E. Hansen, Andrew A. Lacis**: Sun and water in the greenhouse. In: *Nature* 349 (1991), S. 467
- [Harries 1997] **J. E. Harries**: Atmospheric radiation and atmospheric humidity. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 123 (1997), Nr. 544, S. 2173–2186
- [Herzberg 1965] **Gerhard Herzberg**: *Molecular Spectra and Molecular Structure, Bd. 1: Spectra of Diatomic Molecules*. 2. Princeton, NJ : D. van Nostrand Company Inc., 1965. – 658 S

- [Hinkley 1976] **E. D. Hinkley** (Hrsg.): *Topics in Applied Physics*. Bd. 14: *Laser Monitoring of the Atmosphere*. Berlin : Springer-Verlag, 1976. – 380 S. – ISBN 3-540-07743-X
- [Hinkley u. a. 1976] **E. D. Hinkley, R. T. Ku, P. L. Kelly**: Techniques for Detection of Molecular Pollutants. In: *Laser Monitoring of the Atmosphere*. 1976, S. 237–295
- [HITRAN 2003] **L.S. Rothmann, A. Barbe, D.C. Benner, L.R. Brown, C. Camy-Peyret, M.R. Carleer, K. Chance, C. Clerbaux, V. Dana, V.M. Devi, A. Fayt, J.M. Flaud, R.R. Gamache, A. Goldman, D. Jacquemart, K.W. Jucks, W.J. Lafferty, J.Y. Mandin, S.T. Massie, V. Nemtchinov, D.A. Newnham, A. Perrin, C.P. Rinsland, J. Schroeder, K.M. Smith, M.A.H. Smith, K. Tang, R.A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi, K. Yoshino**: The HITRAN molecular spectroscopic database, edition of 2000 including updates through 2001. In: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 82 (2003), Nr. 5-44
- [Hoffstädt 1992] **Andreas Hoffstädt**: Blitzlampengepumpte Ti:Saphir-Laser. In: *Laser und Optoelektronik* 24 (1992), Nr. 3, S. 65–74
- [Hoffstädt 1995] **Andreas Hoffstädt**: *Physikalische und technische Grundlagen von lampengepumpten Hochleistungs-Ti:Saphir-Laser-Oszillatoren und -Verstärkern*. Berlin, Technische Universität Berlin, Dissertation, 1995
- [Hoffstädt 1997] **Andreas Hoffstädt**: Design and Performance of a High-Average-Power Flashlamp-Pumped Ti:Sapphir Laser and Amplifier. In: *IEEE Journal of the Quantum Electronics* 33 (1997), Nr. 10, S. 1850–1863
- [Hollas 1992] **J. Michael Hollas**: *Modern Spectroscopy*. 2. John Wiley and Sons, Chichester - New York - Brisbane - Toronto - Singapore, 1992. – 139 S
- [Hämmerlin und Hoffmann 1992] **Günther Hämmerlin, Karl-Heinz Hoffmann**: *Numerische Mathematik*. 3. Auflage. Springer Verlag, 1992
- [Inaba 1976] **H. Inaba**: Detection of Atoms and Molecules by Raman Scattering and Resonance Fluorescence. In: *Laser Monitoring of the Atmosphere*. 1976, S. 153–236
- [Inamdar und Ramanathan 1998] **Anand K. Inamdar, V. Ramanathan**: Tropical and global scale interactions among water vapor atmospheric greenhouse effect, and surface temperature. In: *Journal of Geophysical research* 103 (1998), S. 32177–32194
- [Ismail u. a. 2000] **Syed Ismail, Edward V. Browell, Richard A. Ferrare, Susan A. Kooi, Marian B. Clayton, Vincent G. Brackett, Philip B. Russell**: LASE measurements of aerosol and water vapor profiles during TARFOX. In: *Journal of Geophysical Research* 105 (2000), Nr. D8, S. 9903–9916
- [J.A.Giordmaine 1965] **R.C. Miller J.A.Giordmaine**: In: *Phys. Rev. Lett.* 14 (1965), S. 973
- [Jäger 2005] **Horst Jäger**: Long-Term record of lidar observations of the stratospheric aerosol layer at Garmisch-Partenkirchen. In: *Journal of Geophysical Research* 110 (2005), Nr. D08106, S. 9
- [Kempfer 1992] **Ulrich Kempfer**: *Entwicklung und Anwendung eines differentiellen Absorptions-LIDAR-Systems zur Messung der troposphärischen Ozonkonzentration*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 1992
- [Kiehl und Trenberth 1997] **J. T. Kiehl, K. E. Trenberth**: Earth's Annual Global Mean Energy Budget. In: *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 78 (1997), S. 197–208
- [Klett 1981] **J. D. Klett**: Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. In: *Appl. Opt.* 20 (1981), Nr. 2, S. 211–220

- [Klett 1985] **James D. Klett**: Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. In: *Applied Optics* 24 (1985), Nr. 11, S. 1638–1643
- [Koechner 1999] **Walter Koechner**: *Solid-State Laser Engineering*. Springer, 1999
- [Kreipl 2005] **Stephan Kreipl**: *Messung des Aerosoltransports am Alpennordrand mittels Laserradar (Lidar)*, Universität Erlangen, Dissertation, 2005. – Eingereicht im Juni 2005, Prüfungsverfahren laufend
- [Kung 1993] **Andy H. Kung**: Regenerative amplification of a single-frequency optical parametric oscillator. In: *Optics Letters* 18 (1993), April, Nr. 23, S. 2017 – 2019
- [Lindner 2002] **Kai Lindner**: *Messung von stratosphärischem Chlormonoxid und Wasserdampf in der Arktis*, Universität Bremen, Dissertation, 2002
- [Lindzen 1990] **Richard S. Lindzen**: Some Coolness Concerning Global Warming. In: *Bulletin of the American Meteorological Society* 71 (1990), Nr. 3, S. 288–298
- [Lindzen 1991] **Richard S. Lindzen**: Sun and water in the greenhouse. In: *Nature* 349 (1991), S. 467
- [Littman und Metcalf 1978] **Michael G. Littman, Harold J. Metcalf**: Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander. In: *Applied Optics* 17 (1978), Nr. 14, S. 2224–2227
- [LOWTRAN5-Modell 1989] 1989. – ONTAR Corporation, Address: 9 Village Way, North Andover, MA 01845-2000 USA
- [Lozan u. a. 2005] **Jose L. Lozan, Sabine Meyer, Ludwig Karbe**: Lebenselixier Wasser, betrachtet aus der Sicht von Natur- Gesellschaftswissenschaften. In: *Warnsignal Klima: Genug Wasser für alle? - Wissenschaftliche Auswertungen* (2005), S. 19–24
- [Maimann 1960] **T. H. Maimann**: Stimulated optical radiation in ruby. In: *Nature* 187 (1960), S. 493–494
- [Marenco u. a. 1998] **Alain Marenco, Valerie Thouret, Philippe Nedelec, Herman Smit, Manfred Helten, Dieter Kley, Fernand Karcher, Pascal Simaon, Kathy Law, John Pyle, Georg Poschmann, Rainer von Wrede, Chris Hume, Tim Cook**: Measurement of ozone and water vapor by Airbus in-service aircraft: The MOZAIC airborne program, An overview. In: *Journal of Geophysical Research* 103 (1998), Nr. D19, S. 25631–25642
- [MIE 1908] **G. MIE**: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. In: *Ann. Phys* 25 (1908), S. 377–445
- [MOLSPEC 2001] : *Synthetic molecular spectra generator based on HITRAN 2000 database*. 2001
- [Moody 1991] **Moody**: 1991. – private Mitteilung an Herrn Trickl
- [Moulton 1982] **F.P. Moulton**: Ti-doped sapphire: tunable solid-state laser. In: *Opt. News* 8 (1982), 9
- [NASA, NVAP 2004] : *STC-METSAT's NASA Water Vapor Project (NVAP)*. <http://www.stcnet.com/projects/nvap.html>. 2004
- [Noel u. a. 2004] **S. Noel, M. Buchwitz, J.P. Burrows**: First retrieval of global water vapour column amounts from SCIAMACHY measurements. In: *Atmos. Chem. Phys.* 4 (2004), S. 111–125
- [Noel u. a. 1999] **Stefan Noel, Michael Buchwitz, Heinrich Bovensmann, Ricarda Hoogen, John P. Burrows**: Atmospheric Water Vapor Amounts Retrieved from GOME Satellite Data. In: *Geophysical Research Letters* 26 (1999), Nr. 13, S. 1841–1844

- [Oltmans und Hofmann 94] **S. J. Oltmans, D. J. Hofmann**: Increase in lower-stratospheric water vapor at a mid-latitude Northern Hemisphere site from. In: *Nature* 347 (94), S. 146–149
- [Owens 1967] **J. C. Owens**: Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition. In: *Appl. Opt.* 6 (1967), Nr. 1, S. 51–59
- [Pang u. a. 1996] **Shixuan Pang, Hartmut Grassl, Horst Jäger**: An Improved Humidity Sensor. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 13 (1996)
- [Papayannis u. a. 1990] **A. Papayannis, G. M. Ancellet, J. M. Pelon, G. J. Megie**: Multiwavelength lidar for ozone measurements in the troposphere and the lower stratosphere. In: *Applied Optics* 29 (1990), Nr. 4, S. 467–476
- [Poberaj u. a. 2002] **G. Poberaj, A. Fix, A. Assion, M. Wirth, C. Kiemle, G. Ehret**: Airborne all-solid-state DIAL for water vapour measurements in the tropopause region: system description and assessment of accuracy. In: *Applied Physics B* (2002)
- [Ponsardin 2005] **Patrick L. Ponsardin**: 2005. – Private Mitteilung über die Berschnung von Linienparametern beim Wassermolekül
- [Ponsardin und Browell 1997] **Patrick L. Ponsardin, Edward V. Browell**: Measurements of H_2^{16}O Linestrengths and Air-Induced Broadenings and Shifts in the 815 nm Spectral Region. In: *Journal of Molecular Spectroscopy* 185 (1997), S. 58–70
- [Randel u. a. 1996] **David L. Randel, Thomas H. von der Haar, Mark A. Ringerud, Graeme L. Stephens, Thomas J. Greenwald, Cynthia L. Combs**: A New Global Water Vapor Dataset. In: *Bulletin of the American Meteorological Society* 77 (1996), Nr. 6, S. 1233–1246
- [Roedel 2000] **Walter Roedel**: *Physik unserer Umwelt, Die Atmosphäre*. Springer, 2000
- [Schroeder und McGuirk 1998] **Steven R. Schroeder, James P. McGuirk**: Widespread tropical atmospheric drying from 1979 to 1995. In: *Geophysical Research Letters* 25 (1998), Nr. 9, S. 1301–1304
- [Seidel 2002] **D. J. Seidel**: Water Vapor: Distribution and Trends. In: *Encyclopedia of Global Environmental Change* (2002), S. 750–752
- [Seiler und Hahn 2001] **Wolfgang Seiler, Jürgen Hahn**: The Natural and Anthropogenic Greenhouse Effect - Changing Chemical Composition of the Atmosphere due to Human Activities. In: *Climate of the 21st Century: Changes and Risks* (2001), S. 116–122
- [Shimizu u. a. 1983] **H. Shimizu, S.A. Lee, C. Y. She**: High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters. In: *Applied Optics* 22 (1983), Nr. 9, S. 1373–1381
- [Siegmann 1986] **A. E. Siegmann**: *Lasers*. Mill Valley, CA : University Science Books, 1986. – 1283ff S. – ISBN 0-935702-11-5
- [Sonntag 1982] **D. Sonntag**: *D. Sonntag und D. Heinze (1982): Sättigungsdampfdruck- und Sättigungsdampfdichtetafeln für Wasser und Eis*. 1. Aufl. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1982
- [SPARC-Report 2000] **D. Kley (Hrsg.), J.M. Russell (Hrsg.), C. Phillips (Hrsg.)**: *SPARC Assessment of the Upper Tropospheric and Stratospheric Water Vapour*. Bd. WRCP 113, WMO/TD 1043, SPARC Report 2. WMO/ICSU/IOC World Climate Research Programme, 2000
- [Spencer und Braswell 1997] **Roy W. Spencer, William D. Braswell**: How Dry is the Tropical Free Troposphere? Implications for Global Warming Theory. In: *Bulletin of the American Meteorological Society* 78 (1997), Nr. 6, S. 1097–1106

- [Stohl und Trickl 1999] **A. Stohl, T. Trickl**: A textbook example of long-range transport: Simultaneous observation of ozone maxima of stratospheric and North American origin in the free troposphere over Europe. In: *J. Geophys. Res.* 104 (1999), Nr. D23, S. 30445–30462
- [Sussmann 2005] **Ralf Sussmann**: *Angaben zur Leistungsfähigkeit von FTIR-Messungen des atmosphärischen Wasserdampfes*. 2005. – private Mitteilung
- [Sussmann und Camy-Peyret 2004] **Ralf Sussmann, Claude Camy-Peyret**: Two years of satellite validation at the permanent ground-truthing facility Zugspitze/Garmisch: Implementations for AIRS/IASI validation Proc. of the XX Quadrennial Ozone Symposium, C.S. Zerefos (ed.), 1-8 June 2004, KOS, Greece (Veranst.), 2004, S. 616–617
- [Theopold und Bösenberg 1993] **Felix A. Theopold, Jens Bösenberg**: Differential Absorption Lidar Measurements of Atmospheric Temperature Profiles: Theory and Experiment. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 10 (1993), Nr. 2, S. 165–179
- [Trickl u. a. 2003] **Thomas Trickl, Owen R. Cooper, Holger Eisele, Paul James, Robert Mücke**: Intercontinental transport and its influence on the ozone concentrations over central Europe: Three case studies. In: *Journal of the Geophysical Research* 108 (2003), Nr. D12, S. 15–1 – 15–23
- [Vracking u. a. 1992] **Marcus Vracking, Allan Bracker, Toshinori Suzuki, Yuan T. Lee**: Ultrasensitive detection of hydrogen molecules by (2+1) resonance-enhanced multiphoton ionization. In: *Rev. Sci. Instrum.* 64 (1992), Nr. 3, S. 645
- [Völger u. a. 1996] **P. Völger, J. Bösenberg, I. Schult**: Scattering Properties of Selected Model Aerosols Calculated at UV-Wavelengths: Implications for Dial Measurements of Tropospheric Ozone. In: *Beiträge zur Physik der Atmosphäre* 69 (1996), Nr. 1
- [Wagner u. a. 2005] **Thomas Wagner, Steffen Beirle, Michael Grezegorski, Ulrich Platt**: Globale atmosphärische Trends von Wasserdampf und Bewölkung aus Satellitenmessungen von 1996 - 2003 DPG-Jahrestagung 2005 in Berlin, Fachbereich Umweltpophysik (Veranst.), 2005
- [Wallenstein und Hänsch 1975] **R. Wallenstein, T.W. Hänsch**: Powerful Dye Laser Oscillator-Amplifier System for high Resolution Spectroscopy. In: *Optics Communications* 14 (1975), Nr. 3, S. 353
- [wetteronline 2004-09-17 2004] : *Monatsrückblick*. <http://www.wetteronline.de>. 2004
- [Wikipedia 2005] : *Sättigungsdampfdruck*. <http://de.wikipedia.org>. 2005
- [Wulfmeyer 1998] **Volker Wulfmeyer**: Ground-based differential absorption lidar for water-vapor temperatur-profiling: development and specifications of a high-performance laser transmitter. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 18, S. 3804–3824
- [Wulfmeyer und Bösenberg 1998] **Volker Wulfmeyer, Jens Bösenberg**: Ground-based differential absorption lidar for water-vapor profiling: assessment of accuracy, resolution, and meteorological applications. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 18, S. 3825–3844
- [Wulfmeyer und Walther 2001] **Volker Wulfmeyer, Craig Walther**: Future performance of ground-based and airborne water-vapor differential absorption lidar. II. Simulations of the precision of a near-infrared, high-power system. In: *Applied Optics* 40 (2001), Nr. 30, S. 5321–5336
- [Yu u. a. 1996] **J. Yu, M. Douard, P. Rambaldi, B. Vezin, J.P. Wolf**: Laser-diode injection seeding of a flashlamp-pumped Q-switched Ti:Sapphir laser oscillator. In: *Optics Communications* 132 (1996), S. 263–268
- [Zuev 1976] **V. E. Zuev**: Laser-Light Transmission Through the Atmosphere. In: *Laser Monitoring of the Atmosphere*. 1976, S. 29–69

Vielen Dank

an all diejenigen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Eine Doktorarbeit wie diese ist natürlich nicht ohne die Mitwirkung anderer zu bewerkstelligen. Voraussetzung dafür sind gute technische Unterstützung, vor allem aber eine freundschaftliche Atmosphäre und fachliche Kompetenz. Mein besonderer Dank gilt daher:

- Prof. Dr. Wolfgang Seiler für die Übertragung dieser hochinteressanten Arbeit.
- Dr. Thomas Trickl für die exzellente fachliche Betreuung und die vielen Vorarbeiten zu diesem Projekt, sowie für die große Hilfe in vielen Fragen der Spektroskopie und Lasertechnik.
- Prof. Dr. Achim Wixforth für die Übernahme des Zweitgutachtens.
- Dr. Ralf Sussmann für die Unterstützung in seiner Funktion als Arbeitsgruppenleiter und den guten fachlichen Rat eines erfahrenen Spektroskopikers.
- Michael Schulz für die Hardware-Programmierung der LIDAR-Steuerung und die große Hilfe beim Justieren des Lasersystems.
- Dr. Andreas Hoffstädt für den fachlichen Beistand in allen Fragen zum Titan:Saphir-Laserverstärker.
- Josef Burger für den technischen Beistand bei vielen mechanischen Teilaufgaben, sowie für die Hilfe beim Bau des Teleskopschachtes.
- Karl Maurer für die große Hilfe bei der Entwicklung elektronischer Schaltungen.
- Stefan Schmid und Ludwig Sebrich, die mir bei der Fertigung mechanischer Komponenten in der Werkstatt gute Dienste geleistet haben.
- Allen anderen Mitarbeitern des IMK-IFU, die Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten.
- Doris Stern und Susanne Hill, die mich aus der Zentralbibliothek stets mit den angeforderten Dokumenten versorgt haben.
- Dr. Ulrike Ohlmer, die mir bei der Entwicklung numerischer Auswertungsalgorithmen eine große Hilfe war.
- Dr. Bernhard Stein und Bernd Mielke von der Fa. *LICEL* für die Konfiguration der APDs und die Mithilfe bei der Programmierung einer Linux-Lösung für die Transientenrekorder.
- Thomas Kautecky und seinem Team von der Betriebsgesellschaft des Schneefernerhauses für die weitreichende logistische und technische Unterstützung.
- Steffen Knabe von der Messstelle des Umweltbundesamts im Schneefernerhaus für die Einführung in die Programmiersprache perl.
- David Haller für die Hilfe bei vielen Verständnisfragen um Linux, LaTeX, awk und perl.

- Werner Funk für die technische Unterstützung und den Aufbau einiger spezieller Hardwaresteuerungen.
- Stefan Manus, der guten Fee an allen elektronischen Geräten am Lehrstuhl Kotthaus der LMU-München, der mir mit guten Ratschlägen beim Bau des Pockelszellentreibers zur Seite stand.
- Mark Jones von der Fa. *BEHLKE*, für die technische Unterstützung beim Einsatz der MOSFET-Schalter im Pockelszellentreiber.
- Dr. Dean Guyer, Dr. Stephen Moody, Dr. Andy Kung, Dr. K. Grützmacher und Dr. R. Steiger für die vielen Vorgespräche und Anregungen zur Entwicklung des Lasersystems.
- Herrn Prof. Dr. Friedrich Huiskens für die Informationen über das ATOS LM007.
- dem Freistaat Bayern und dem Bundesministerium für Bildung und Forschung für die finanzielle Unterstützung.
- meinen Eltern Thomas Lindner und Hedda Lindner-Otte, die mich während des gesamten Studiums finanziell unterstützten und die stets um mein Wohlergehen bemüht waren.
- Anja Vogelmann, die in arbeitsintensiven Zeiten versucht hat, mir den Rücken so gut wie möglich frei zu halten.

Besonderer Dank an meine beiden Kinder Antonia und Xaver, die mich zeitweilig entbehren mussten.